

RESONANZVERHALTEN BEI DER UNTEREN HYBRIDFREQUENZ
IM BEREICH NIEDRIGER STOSFREQUENZEN

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

Bodo Heinrich
Berlin

Bochum 1976

RESONANZVERHALTEN BEI DER UNTEREN HYBRIDFREQUENZ
IM BEREICH NIEDRIGER STOSFREQUENZEN

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Abteilung für Physik und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum



von

Bodo Heinrich

Berlin

Bochum 1976



Dissertation eingereicht am 23. 1. 1976

Tag der mündlichen Prüfung: 13. 2. 1976

Referent: Prof. Dr. H. Schlüter

Korreferent: Prof. Dr. H.J. Kunze

Inhaltsverzeichnis

<u>1.</u>	<u>Einleitung</u>	1
<u>2.</u>	<u>Theoretische Grundlagen</u>	4
2.1	Dispersion	4
2.2	Fluidgleichungen und theoretische Modelle	6
2.3	Kinetische Gleichungen und Landau-Dämpfung	11
<u>3.</u>	<u>Experimenteller Aufbau</u>	13
3.1	Übersicht	13
3.2	Magnetfeldkonfiguration	13
3.3	Plasmaerzeugung und -aufheizung	16
<u>4.</u>	<u>Parameterbestimmung und Meßverfahren</u>	20
4.1	Dichtebestimmung	20
4.2	Messung der Elektronentemperatur	22
4.3	Abschätzung der auftretenden Stoßfrequenzen	24
4.4	Messung der Plasmaimpedanz	26
4.5	Auswertung der Meßergebnisse	27
<u>5.</u>	<u>Meßergebnisse und Diskussion</u>	29
5.1	Messungen bei konstanter Leistung	29
5.2	Vergleich mit den theoretischen Modellen	35
5.3	Diskussion der Unterschiede zwischen experimentellen Ergebnissen und theoretischen Erwartungen	43
5.4	Einfluß der angebotenen Leistung	50
<u>6.</u>	<u>Zusammenfassung und Ausblick</u>	59
<u>7.</u>	<u>Literaturangaben</u>	61



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546603_0021

1. Einleitung

Die Einkopplung von Hochfrequenzen im Bereich von einigen MHz bis zu einigen GHz hat seit einiger Zeit bei der Erzeugung und Aufheizung von zylindrischen Plasmen in axialen Magnetfeldern große Bedeutung gewonnen. Dies gilt sowohl für die Einstrahlung in Richtung des Magnetfeldes ($\underline{k} \parallel \underline{B}_0$) als auch senkrecht dazu ($\underline{k} \perp \underline{B}_0$). In beiden Fällen ist über große Frequenzbereiche hinweg Absorption von Wellenenergie durch das Plasma möglich, sofern ein geeigneter Dämpfungsmechanismus etwa in Folge von Stößen oder durch Landau-Dämpfung zur Verfügung steht.

Diese Absorption wird bei bestimmten, theoretisch berechenbaren Resonanzfrequenzen besonders effektiv. Beim Auftreten von Resonanzerscheinungen hat man zwischen zwei grundsätzlich verschiedenen Arten zu unterscheiden /1/. Bei den Frequenzen der anomalen Dispersion entstehen die sogenannten Absorptionsresonanzen, die in der englischsprachigen Literatur meist als 'intrinsic resonances' bezeichnet werden. Diese Resonanzen sind unabhängig von der Geometrie des Plasmas; sie werden ausschließlich durch lokale Eigenschaften des Plasmas bestimmt. In einem schmalen Frequenzbereich tritt starke Wellenabsorption auf. Bei der anderen Form von Resonanzerscheinungen, den geometrischen Resonanzen, auch Aufschwungsresonanzen genannt, bestimmen dagegen Größe und Form des Plasmas die Lage der Resonanzfrequenzen. Diese Resonanzen hängen mit der Anregung von stehenden Wellen in einem endlichen Plasma zusammen. Hier wächst die Amplitude der stehenden Welle bei Erfüllung der Resonanzbedingung stark an; auch dies kann natürlich zu starker Absorption der Welle führen. Geometrische Resonanzen treten bevorzugt in der Nähe von Absorptionsresonanzen auf. Um Wellenenergie effektiv einkoppeln zu können, muß man sich also in der Regel mit der Senderfrequenz in der Umgebung einer Frequenz anomaler Dispersion befinden, weil man in diesem Gebiet eine der beiden Resonanzerscheinungen ausnützen kann.

Bei der Einstrahlung von Wellen senkrecht zum Magnetfeld erwies sich als besonders interessant der Bereich zwischen den Zyklotronfrequenzen der Ionen und Elektronen. Als Frequenz anomaler Dispersion findet man

hier die untere Hybrid-Resonanzfrequenz, die im Fall genügend hoher Elektronendichte (etwa 10^{11} cm^{-3}) bei

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_e \omega_i} \quad (1.1)$$

erscheint.

Die untere Hybrid-Resonanz wurde theoretisch zum ersten Mal Ende der 50er Jahre beschrieben /2, 3, 4/. 1960 gelang ein erster experimenteller Nachweis /5/.

Die Resonanz (1.1) ist deshalb besonders interessant, weil hier - im Gegensatz zu anderen Resonanzen - sowohl die Elektronen als auch die Ionen direkt angeregt werden. Es läßt sich zeigen, daß beiden Teilchensorten je die Hälfte der Oszillationsenergie angeboten wird /6, 7/.

Die Existenz der unteren Hybriden kann für den Fall des "kalten", d.h. stoßbestimmten Plasmas als gesichert angesehen werden, u.a. durch detaillierte Untersuchungen am Bochumer Institut /8, 9, 10/; dagegen fehlen bisher eindeutige Nachweise für das Auftreten der Resonanz beim Übergang zu "heißen", d.h. druckbeeinflussten Plasmen. Während analytische Untersuchungen an unserem Institut weiterhin resonanzartiges Verhalten erwarten lassen /11, 12/, sollte nach /13/ bei stärkerer Erhöhung der Elektronentemperatur Reflexion der Wellen an der Plasmaoberfläche stattfinden; auch andere Berechnungen /14/, die allerdings nur für elektrostatische Einkopplung in Plasmen von sehr geringer radialer Ausdehnung bei kleinen Elektronendichten gültig sind, lassen drastische Änderungen des Resonanzverhaltens erwarten.

Den Übergang vom stoßbestimmten zum thermisch beeinflussten Bereich kann man mit Hilfe des Parameters

$$A = \frac{n_e \kappa T_e}{B^2 / 2\mu_0} \cdot \frac{\omega^2}{\gamma^2} \quad (1.2)$$

beschreiben (T_e = Elektronentemperatur, n_e = Elektronendichte, γ = Summe der Stoßfrequenzen) /15, 16/. Für Werte > 1 kennzeichnet A den wachsenden

thermischen Einfluß. Für Untersuchungen im Bereich $A \gg 1$ galt es also, ein Plasma möglichst hoher Elektronentemperatur mit möglichst geringen Stoßfrequenzen zu erzeugen. Darüber soll in dieser Arbeit berichtet werden. Erste Untersuchungen - allerdings an einem etwas störanfälligen Aufbau - wiesen bereits darauf hin, daß auch unter diesen Bedingungen Resonanzstrukturen zu erwarten sind /17/. Diese vorläufigen Ergebnisse galt es jedoch noch, systematisch zu sichern und auszubauen.

In dieser Arbeit sollen zunächst Messungen beschrieben werden, die bei linearer Welleneinkopplung durchgeführt wurden. Die Ergebnisse werden mit theoretischen Modellen verglichen; einmal wird ein kaltes Plasma endlicher Länge betrachtet /18/, dann ein axial unendlich ausgedehntes Plasma endlicher Temperatur /11, 12/. Zu beachten ist, daß beide Modelle von den Fluidgleichungen für zwei Flüssigkeiten (Ionen und Elektronen) ausgehen. So kann z.B. Landau-Dämpfung, die nur bei der Lösung der kinetischen Grundgleichungen erscheint, nicht in den Ergebnissen auftreten. Dieser Effekt wird aber gerade in diesem Experiment von einiger Wichtigkeit sein, wie später gezeigt wird. Solange jedoch noch keine Modelle vorliegen, die - ausgehend von den kinetischen Grundgleichungen - die Einkopplung von Wellen in begrenzte Plasmen behandeln und die eingekoppelte Leistung berechnen, bleibt nur die Möglichkeit, die aus dem Zweiflüssigkeitsmodell gewonnenen Theorien zum Vergleich heranzuziehen und eventuell zu modifizieren.

Am Schluß wird über Messungen berichtet, bei denen die angebotene Leistung bis auf einige 100 Watt erhöht und der Zusammenhang zwischen angebotener und eingekoppelter Leistung untersucht wurde. Eine weitere Arbeit beschäftigt sich u.a. mit der Einkopplung sehr hoher Leistungen, wobei die angebotene Hochfrequenz-Leistung im Kilowattbereich lag /19/.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Dispersion

Die Abhängigkeit des Brechungsindex' eines Mediums von der Frequenz einer eingestrahnten Welle bezeichnet man als Dispersion. Bei Vorhandensein einer Dispersion sind Gruppengeschwindigkeit $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ und Phasengeschwindigkeit $v_{ph} = \frac{\omega}{k}$ nicht mehr gleich. Der Zusammenhang zwischen Kreisfrequenz ω der Welle und Wellenvektor $\underline{k}$ heißt Dispersionsgleichung:

$$D(\omega, \underline{k}) = 0$$

Auch für ein Plasma lassen sich Dispersionsbeziehungen aufstellen, die abhängig sind von den äußeren Bedingungen: Polarisation und Richtung der Welleneinstrahlung relativ zum äußeren Magnetfeld sowie Frequenz, Elektronendichte und Stärke des äußeren Magnetfeldes. Solche Dispersionsgleichungen lassen sich nach dem Quadrat des Brechungsindex' $N^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2}$ auflösen.

Als Gebiete anomaler Dispersion bezeichnet man die Bereiche der Dispersionsgleichung, in denen im dämpfungsfreien Fall das positive N^2 mit wachsender Frequenz sehr große Werte annimmt, gegen Unendlich läuft, dann sein Vorzeichen ändert, um schließlich aus dem negativen Unendlichen wieder sehr schnell gegen endliche Werte zu streben. Beim Auftreten eines Dämpfungsmechanismus verschwindet die Unstetigkeitsstelle, N^2 wird komplex. Das Verhalten von N^2 und N in einem Bereich anomaler Dispersion mit und ohne Berücksichtigung von Stößen ist schematisch in der Abbildung 2.1 dargestellt. Der Imaginärteil von N^2 ist ein Maß für die Dämpfung der Welle; sein Maximalwert erweist sich als umgekehrt proportional zur Gesamtstoßfrequenz. An dieser Stelle liegt eine Resonanzabsorption vor. Geometrische Resonanzen treten normalerweise in der Nähe von Absorptionsresonanzen auf, und zwar auf der Seite, wo der Brechungsindex im wesentlichen reell ist, d.h. zu kleineren Frequenzen hin.

Die Dispersionsgleichung des Plasmas kann man auf zwei verschiedenen Wegen erhalten: Bei der makroskopischen Beschreibung betrachtet man

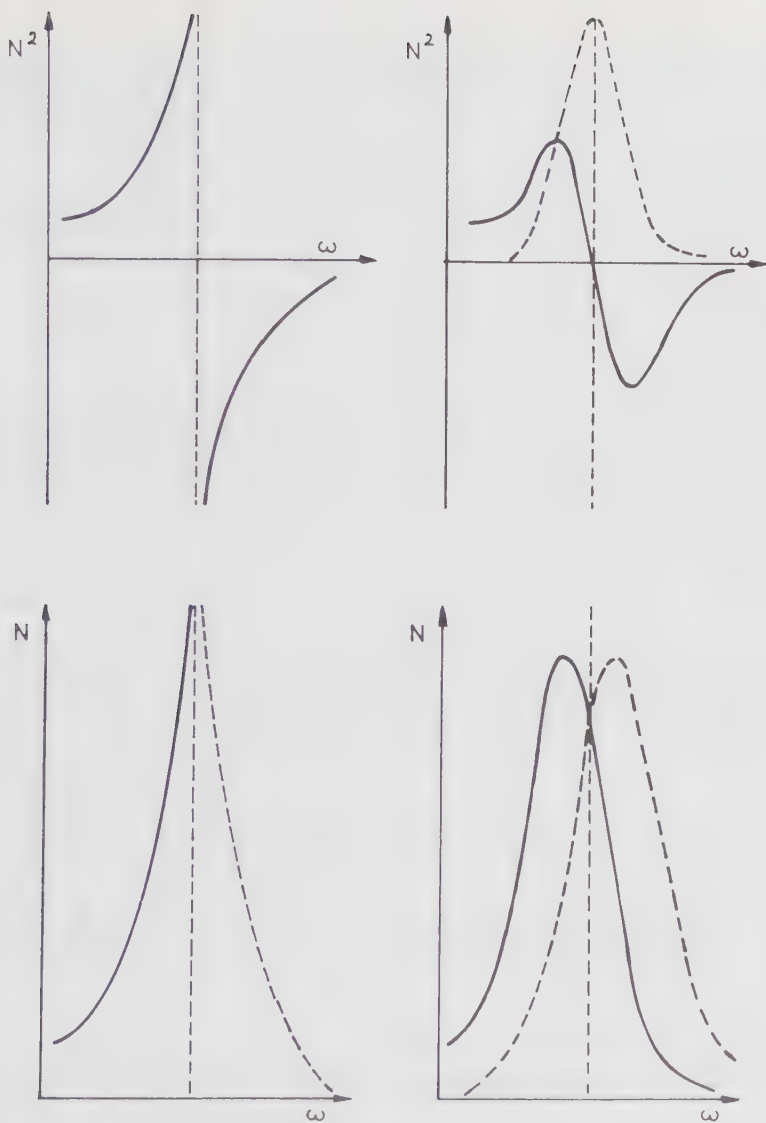


Abb. 2.1 : N^2 und N als Funktion von ω .
 (— Realteil, ---- Imaginärteil)
 links: ohne Dämpfung
 rechts: mit Dämpfung

das gesamte Plasma (Einflüssigkeitsmodell) oder die einzelnen Komponenten (Mehrflüssigkeitsmodell) als leitende Flüssigkeit; die mikroskopische Beschreibung geht vor den Verteilungsfunktionen der Teilchen, den Beziehungen der Teilchen untereinander und den zwischen ihnen aufgebauten Mikrofeldern aus (kinetische Theorie). Die Flüssigkeitstheorie ist einfacher anzuwenden, Stöße können leicht eingerechnet werden, es gibt theoretische Modelle, die die Einkopplung von Radiofrequenzen in zylindrische Plasmen endlicher Länge oder endlicher Temperatur beschreiben. Effekte jedoch, die durch das Verhalten der einzelnen Plasmateilchen bestimmt sind, können nur von der kinetischen Theorie behandelt werden, die dafür allerdings wesentlich komplizierter in der Anwendung ist, vor allem unter Berücksichtigung von Teilchenstößen; diese werden daher in fast allen Betrachtungen vernachlässigt. Als weitere Vereinfachung wird oft die Wechselwirkung zwischen den Teilchen durch den Einfluß eines mittleren elektrischen Feldes ersetzt; die Verteilungsfunktion wird so berechnet, daß sie in Übereinstimmung mit diesem mittleren Feld ist; das bedeutet, daß die Teilchenverteilung ein Feld erzeugt, das seinerseits diese Verteilung aufrechterhält. Die auf diese Weise erhaltene stoßfreie Boltzmann-Gleichung unter Annahme eines selbstkonsistenten Feldes ist die Vlasov-Gleichung.

Beide Theorien und der Übergang von mikroskopischer zu makroskopischer Betrachtungsweise werden in vielen Lehrbüchern der Plasmaphysik ausführlich behandelt /z.B. 20, 21, 22/, so daß hier nur kurz die Ergebnisse wiedergegeben werden sollen, soweit sie für das beschriebene Experiment wichtig sind.

2.2 Fluidgleichungen und theoretische Modelle

Grundgleichungen der Zweiflüssigkeitstheorie sind:

die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial t} n_{\alpha} + \nabla \cdot n_{\alpha} \underline{v}_{\alpha} = 0 \quad (2.1)$$

die Impulstransportgleichung

$$m_{\alpha} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \underline{V}_{\alpha} \cdot \nabla \right) \underline{V}_{\alpha} = q_{\alpha} (\underline{E} + \underline{V}_{\alpha} \times \underline{B}) - m_{\alpha} \nu_{\alpha n} \underline{V}_{\alpha} \quad (2.2)$$

die beiden Maxwellgleichungen

$$\nabla \times \underline{E} = - \frac{\partial \underline{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \underline{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} + \mu_0 \sum_{\alpha} n_{\alpha} q_{\alpha} \underline{V}_{\alpha} \quad (2.4)$$

Der Index α nimmt die Werte e (für Elektronen) und i (für Ionen) an. $\nu_{\alpha n}$ bezeichnet die Stoßfrequenz zwischen einer Plasmakomponente und den Neutralen. Das Neutralgas wird als ruhend angenommen. Der Einfachheit halber wird das Plasma als kalt angesehen. Man betrachtet nun eine Störung der Form

$$n = n_0 + n_1 \cdot e^{-i\omega t} \quad (2.5)$$

mit $n_1 \ll n_0$; es entstehen dann gestörte Größen B_1 , E_1 und V_1 . Mit $\underline{E}_0 = \underline{V}_0 = 0$ erhält man in linearer Näherung (Störgrößen nur in erster Ordnung) unter Verwendung des Ansatzes für ebene Wellen eine Wellengleichung folgender Form:

$$\underline{D} \cdot \underline{E}_1 = 0 \quad (2.6)$$

Dabei ist $\underline{D}$ der Dispersionstensor. Die Bedingung für die Existenz einer nichttrivialen Lösung dieser Wellengleichung ist:

$$\left| \underline{D} \right| = 0 \quad (2.7)$$

Gleichung (2.7) ist die allgemeine Dispersionsgleichung der Zweiflüssigkeitstheorie.

Wenn man ein kartesisches Koordinatensystem voraussetzt und dieses so orientiert, daß

$$\underline{B}_0 = B_0 \cdot z$$

und

$$\underline{k} = k \cdot \hat{k}$$

mit

$$\hat{k} = (0, \sin \theta, \cos \theta)$$

wird, kann man Gleichung (2.7) in zwei Dispersionsgleichungen zerlegen, von denen die eine für Einstrahlung von Wellen parallel zum Magnetfeld ($\underline{k} \parallel \underline{B}_0$) gilt, während die andere das Dispersionsverhalten von Wellen beschreibt, deren Wellenvektor senkrecht zum Magnetfeld verläuft ($\underline{k} \perp \underline{B}_0$). In beiden Fällen kann man die entstehende Dispersionsgleichung faktorisieren und leicht lösen. Im folgenden soll zur Vereinfachung der stoßfreie Fall betrachtet werden; weiter soll $\frac{m_e}{m_i}$ gegen 1 vernachlässigt werden.

(4)

$$\underline{k} \parallel \underline{B}_0$$

Die Lösungen der Dispersionsgleichung beschreiben das Verhalten einer nicht ausbreitungsfähigen Plasmaschwingung bei der Plasmafrequenz sowie zweier zirkularpolarisierter Wellen. Die Dispersionsgleichung der rechtszirkularpolarisierten Welle ergibt sich zu:

$$\frac{k_R^2 \cdot c^2}{\omega^2} = N_R^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - \omega_e)(\omega + \omega_i)} \quad (2.8)$$

Dabei ist $\omega_{pe} = \left[\frac{n_e \cdot e^2}{m_e \cdot \epsilon_0} \right]^{1/2}$ die Plasmafrequenz und

$$\omega_\alpha = \frac{|q_\alpha| B}{m_\alpha} \quad \text{die Zyklotronfrequenz der Teilchensorte } \alpha.$$

Die rechtszirkularpolarisierte Welle zeigt für Frequenzen in der Nähe der Elektronenzyklotronfrequenz anomales Dispersionsverhalten. Die Absorptionsresonanz bei $\omega = \omega_e$ wird im Experiment zur Plasmaaufheizung ausgenutzt (Abschnitt 3.3). Mit Hilfe der kinetischen Theorie kann gezeigt werden, daß bei dieser Resonanz stoßfreie Wellendämpfung auftritt. Die Effektivität dieser Dämpfung wird durch den Einfluß von Stößen mit anderen Teilchensorten vermindert /19/.

(b)

$$\underline{k} \perp \underline{B}_0$$

Es ergeben sich zwei Dispersionsbeziehungen, die mit der ordentlichen (unabhängig von B_0) bzw. außerordentlichen Mode (abhängig von B_0) verknüpft sind. Die außerordentliche Mode tritt nur auf, wenn das elektrische Wechselfeld der Welle senkrecht zum statischen Magnetfeld ausgerichtet ist, während die ordentliche Welle nur für parallel zu B_0 polarisierte Wellen auftritt.

$$N_o^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (2.9)$$

ist die bekannte Eccles-Beziehung, die die ordentliche Mode beschreibt, die sich nur bei Frequenzen $\omega > \omega_{pe}$ fortpflanzen kann; Wellen dieser Art werden bei der Bestimmung der Elektronendichte mit Hilfe von Mikrowelleninterferometern benutzt (Abschnitt 4.1).

Aus der Dispersionsbeziehung für die außerordentliche Welle lassen sich zwei Frequenzen anomaler Dispersion berechnen:

$$\omega_{OH}^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_e^2 \quad (2.10)$$

$$\text{und} \quad \omega_{UH}^2 = \omega_o^2 \frac{\omega_{pe}^2 + \omega_o^2}{\omega_{pe}^2 + \omega_e^2} \quad (2.11)$$

$$\text{mit} \quad \omega_o^2 = \omega_e \omega_i$$

Für $\omega_{pe}^2 \gg \omega_e^2$ wird Gleichung (2.11):

$$\omega_{UH}^2 = \omega_e \omega_i$$

Man bezeichnet ω_{OH} als obere Hybrid-Frequenz und ω_{UH} als untere Hybrid-Frequenz. Im Bereich von ω_{UH} lagen bei dem hier beschriebenen Experiment die Frequenzen, die mit Hilfe einer um das Entladungsgefäß gelegten Spule ins Plasma eingekoppelt wurden.

Alle theoretischen Modelle, die die an das Plasma übertragene Leistung bei Einstrahlung von Wellen senkrecht zum Magnetfeld berechnen, gehen von einer Wellengleichung der Form (2.6) unter geeigneten Vereinfachungen

aus. Diese muß mit Randbedingungen, die dem Experiment angenähert sind, komponentenweise gelöst werden. Über das Integral des Poynting-Vektors erhält man schließlich die von der Spule abgestrahlte Leistung, die mit den aus der Wellengleichung ermittelten Wellenfeldern zusammenhängt. Es läßt sich dann eine Plasmaimpedanz $Z_p = R_p + i X_p$ definieren, die von den Dispersionseigenschaften des Plasmas bestimmt wird und deren Realteil R_p ein Maß für die ins Plasma eingekoppelte Leistung ist. Schon das Modell, das einen endlichen Abschnitt eines unendlich langen, zylindersymmetrischen Spule-Plasmasystems betrachtet /23/, führt zu äußerst komplizierten Rechnungen. Es soll deshalb darauf verzichtet werden, sie hier wiederzugeben. Bei diesem Modell werden die am Spulenrand auftretenden Feldinhomogenitäten vernachlässigt, die bewirken, daß auch Wellenausbreitung in axialer Richtung stattfindet.

Die Berücksichtigung dieser Inhomogenitäten ist bei Annahme allgemeiner elektromagnetischer Wellen für den Fall eines Plasmas gelöst, das selbst axial endlich ist und symmetrisch zur Spule von leitenden, unendlich ausgedehnten Platten begrenzt wird /18/. Die Rechnung wird natürlich durch das Auftreten eines zusätzlichen $k_{||}$ - Spektrums, durch das die axiale Wellenausbreitung berücksichtigt wird, noch weitaus komplizierter als im vorher erwähnten Modell. Es tritt eine Kopplung der vorher getrennten Lösungen (ordentliche und außerordentliche Mode) auf. Während in der Theorie des axial unendlich ausgedehnten Plasmas geometrische Resonanzen nur für Frequenzen unterhalb der unteren Hybrid-Frequenz auftraten, ergeben sich jetzt auch für größere Frequenzen Aufschwungresonanzen. Dies hängt in komplizierter Weise mit dem Auftreten der zweiten Lösung der Dispersionsgleichung aufgrund des $k_{||}$ - Spektrums zusammen.

Beide Modelle berücksichtigen nicht die Auswirkung von thermischen Effekten auf das Dispersionsverhalten des Plasmas. Durch Korrekturen in Form von skalaren Drucktermen $\nabla p_\alpha = \kappa T_\alpha \nabla n_\alpha$ an den Impulstransportgleichungen (2.2) ergibt sich eine Dispersionsgleichung der Form (2.7), die von dritter Ordnung in N^2 ist. Leistungseinkopplung läßt sich unter diesen Bedingungen bisher nur für ein unendliches Plasma wie im ersten Modell lösen. Auch so treten schon beträchtliche Komplikationen auf: zusätzlich zur außerordentlichen

Mode ($\underline{E} - \underline{B}_0$) ergeben sich nun zwei weitere Lösungen, wenn man Elektronen- und Ionentemperatur berücksichtigt /11, 12/.

Die am Experiment durchgeführten Messungen werden mit numerischen Rechnungen verglichen, die unter Berücksichtigung der beiden letzten Modelle vorgenommen wurden.

2.3 Kinetische Gleichungen und Landau-Dämpfung

Grundgleichungen der kinetischen Theorie der Plasmawellen sind:

die Vlasov-Gleichung

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \underline{V} \cdot \nabla + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \underline{V} \times \underline{B}_0 \cdot \nabla \right] f_{\alpha 1} = - \frac{q_\alpha}{m_\alpha} (\underline{E}_1 + \underline{V} \times \underline{B}_1) \cdot \nabla f_{\alpha 0} \quad (2.12)$$

und die Maxwellgleichungen

$$\nabla \cdot \underline{E}_1 = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_\alpha q_\alpha n_\alpha \int f_{\alpha 1} d\underline{V} \quad (2.13)$$

$$\nabla \times \underline{E}_1 = - \frac{\partial \underline{B}}{\partial t} \quad (2.14)$$

$$\nabla \times \underline{B}_1 = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \underline{E}_1}{\partial t} + \mu_0 \sum_\alpha n_\alpha q_\alpha \int \underline{V} f_{\alpha 1} d\underline{V} \quad (2.15)$$

(2.12)....(2.15) sind bereits linearisiert für die gestörte Verteilungsfunktion $f_{\alpha 0} + \epsilon f_{\alpha 1}$ und die gestörten Felder $\underline{E} = \underline{E}_1$, $\underline{B} = \underline{B}_0 + \epsilon \underline{B}_1$ unter Vernachlässigung der Glieder mit ϵ^2 .

Man erhält dann auch hier Gleichungen der Form (2.6) und (2.7), wobei die beiden Tensoren natürlich nicht identisch sind.

Unter Einführung einer komplexen Frequenz $\omega = \omega_r + i \omega_i$ kann man einfache Dispersionsbeziehungen $D(\underline{k}, \omega)$ unter der Annahme $\omega_i \ll \omega_r$ entwickeln:

$$D(\underline{k}, \omega) = D(\underline{k}, \omega_r) + i \omega_i \frac{\partial D(\underline{k}, \omega_r)}{\partial \omega_r} \quad (2.16)$$

Mit $D(\underline{k}, \omega_r) = D_r(\underline{k}, \omega_r) + i D_i(\underline{k}, \omega_r)$ erhält man dann aus der Dispersionsbeziehung $D(\underline{k}, \omega) = 0$:

$$\omega_i = - \frac{D_i(\underline{k}, \omega_r)}{\partial D_r(\underline{k}, \omega_r) / \partial \omega_r} \quad (2.17)$$

Dieser kleine Imaginärteil ist bei normalen Verteilungsfunktionen Anlaß für eine Dämpfung der mit der Frequenz ω_r einfallenden Welle, die Landau-Dämpfung. Bedingung für Landau-Dämpfung in magnetisierten Plasmen ist, daß der Wellenvektor Komponenten in Richtung des Magnetfeldes besitzt ($k^2 = k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2$); für Wellen, die sich genau senkrecht zu B_0 ausbreiten ($k_{\parallel} = 0$) gibt es keine Landau-Dämpfung. Von Bedeutung wird diese Dämpfung immer dann, wenn die Phasengeschwindigkeit der Welle in die Nähe der thermischen Geschwindigkeit der Teilchen gelangt ($\frac{\omega_r}{k} \simeq v_{\parallel}$).

Bei Annahme einer Maxwellverteilung erhält man für Wellen mit Frequenzen in der Nähe der unteren Hybridfrequenz $/20, 24/$:

$$D_i = + \sqrt{\pi} \frac{\omega_p^2}{k^2 \cdot v_{th}^2} \cdot \frac{\omega_r}{k_{\parallel} \cdot v_{th}} \cdot \exp \left[- \frac{\omega_r^2}{k_{\parallel}^2 v_{th}^2} \right] \quad (2.18)$$

Dabei bezeichnet v_{th} die thermische Geschwindigkeit der Elektronen:

$$v_{th} = \sqrt{\frac{2 k_B T_e}{m_e}}$$

3. Experimenteller Aufbau

3.1 Übersicht

Abbildung 3.1 zeigt ein schematisches Bild des Experimentes. Das aus Quarz gefertigte Entladungsrohr befindet sich in dem durch die Helmholtz- und die Spiegelspulen erzeugten axialen Magnetfeld (Abschnitt 3.2). Auf der rechten Seite des Rohres werden über einen Zirkularpolarisator Mikrowellen abgestrahlt, die das Plasma erzeugen und es bei der Elektronenzyklotronresonanz aufheizen (Abschnitt 3.3). Ein Mikrowelleninterferometer liefert die Elektronendichte n_e (Abschnitt 4.1). Die Temperatur der Elektronen T_e wird durch Ausnützung der diamagnetischen Eigenschaften des Plasmas gewonnen (Abschnitt 4.2). Mit einer um das Gefäß gelegten Einwindungsspule werden Radiowellen in das Plasma eingekoppelt. Über zwei Sonden werden mit Hilfe eines Netzwerkanalysators Phase und Absolutbetrag der Plasmaimpedanz bestimmt (Abschnitt 4.4). und zusammen mit Werten zur Bestimmung des Magnetfeldes und der Elektronendichte einem Aufzeichnungsgerät zugeführt (Abschnitt 4.5).

3.2 Magnetfeldkonfiguration

Das statische Magnetfeld wird durch nur 4 Spulen gebildet (Abbildung 3.1). Die Spiegelspulen dienen dazu, auf möglichst engem Raum ein möglichst starkes Feld zu erzeugen, das nach beiden Seiten hin steil abfällt. Dazu werden im Experiment kurze, windungsreiche Spulen benutzt, deren Innenradius nur wenig größer als der Radius des Entladungsrohres ist. Bei den gewählten Abmessungen erzeugt jede Spule in ihrem Inneren ein Feld von maximal 2700 Gauss. Der von diesen beiden Spulen herrührende Anteil am Gesamtfeld in der Mitte des Entladungsrohres beträgt in diesem Fall 108 Gauss. Dieses Feld ist über den Bereich, in dem Welleneinkopplung erfolgt, konstant (besser als 5 %).

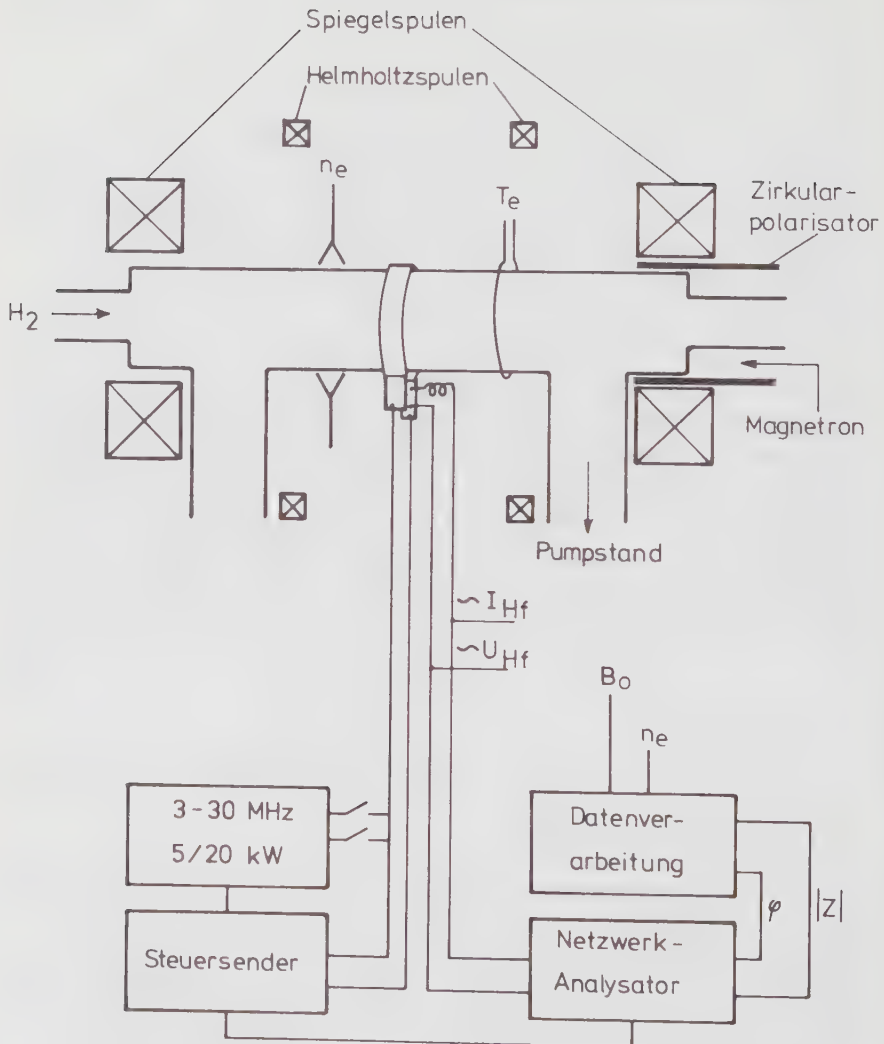


Abb. 3.1 : Experimenteller Aufbau

Diesem Feld wird das durch die Helmholtzspulen gebildete variable Magnetfeld überlagert. Als Helmholtzspulen bezeichnet man die Kombination zweier gleichgroßer Kreisleiter, die im Abstand ihres mittleren Radius parallel zueinander aufgebaut sind und von einem gleichsinnigen Strom durchflossen werden. Das auf der Achse zwischen den beiden Spulen axial und radial sehr homogene Feld besitzt die magnetische Induktion:

$$B = 0.715 \cdot \mu_0 \cdot \frac{n I}{R} \quad (3.1)$$

n ist die Windungszahl, R der Radius der Spulen und I der fließende Strom /25/. Diese Anordnung bietet den Vorteil, in einem gut zugänglichen Bereich ein sehr homogenes Magnetfeld zu erzeugen.

Abbildung 3.2 zeigt den durch die vier Spulen gebildeten Magnetfeldverlauf.

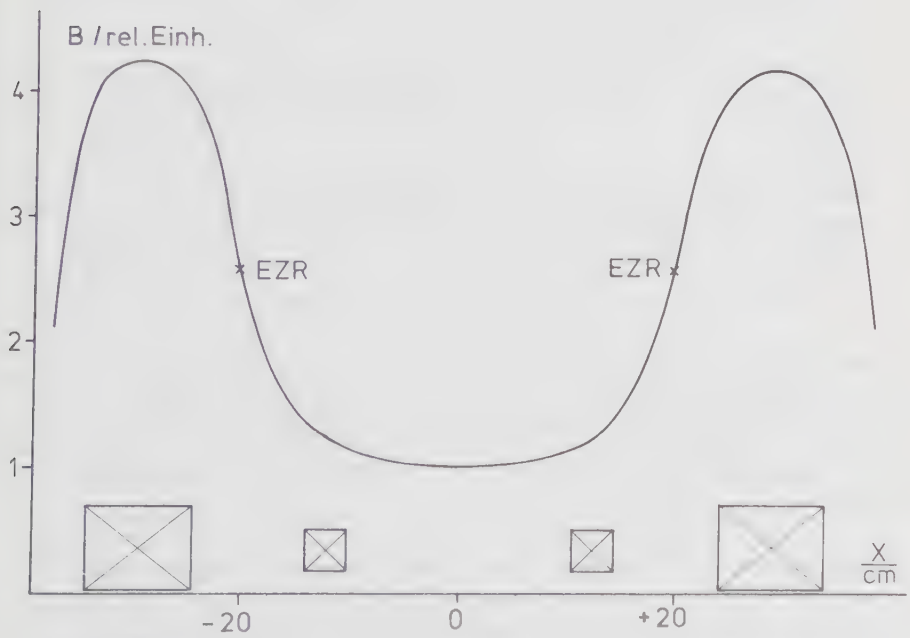


Abb. 3.2

3.3 Plasmaerzeugung und -aufheizung

Im Abschnitt 2.2 wurde gezeigt, daß bei Einstrahlung parallel zum statischen Magnetfeld eine rechtszirkular polarisierte Welle eine Absorptionsresonanz bei der Elektronenzyklotronfrequenz besitzt. Bei dieser Resonanz kann deutliche Elektronenaufheizung stattfinden, wenn die Stoßfrequenz der Elektronen kleiner ist als die Zyklotronfrequenz. Diese Aufheizung wird immer besser, je geringer die Stoßfrequenz wird. Betrachtet man nur Stöße mit Neutralteilchen, so bedeutet dies, daß die Effektivität der Heizung umgekehrt proportional zum Neutralgasdruck ist.

Für Frequenzen in der Nähe, aber unterhalb der Elektronenzyklotronfrequenz (d.h. für Magnetfelder, die größer als das Zyklotronfeld sind), bewirkt die rechtszirkular polarisierte Welle eine kräftige Ionisation des Neutralgases /26/. Um hierbei aber besonders effektiv zu sein, darf der Neutralgasdruck natürlich nicht zu niedrig sein, weil sonst zu wenig inelastische Stöße stattfinden.

Die Tatsache, daß die Ionisation bei höheren Magnetfeldern stattfindet als die Aufheizung des Elektronengases, verbietet die Verwendung rein homogener Magnetfelder. Plasmaerzeugung und -aufheizung können mit der beschriebenen Absorptionsresonanz nur in einem magnetischen Spiegelfeld geschehen. Um einen zusätzlichen besseren Plasmaeinschluß zu erhalten, bietet sich bei linearen Anordnungen ein Flaschenfeld an, wie es in Abbildung 3.2 dargestellt ist.

Wegen des entgegengesetzten Zusammenhanges von Ionisation bzw. Elektronenheizung mit dem Neutralgasdruck, muß bei Entladungen mit räumlich konstantem Neutralgasdruck ein Kompromiß zwischen den Forderungen nach hoher Dichte und großer Elektronenenergie gefunden werden.

Viel günstiger für die Erfüllung beider Forderungen ist eine Apparatur, bei der der Neutralgasdruck räumlich nicht mehr konstant ist, sondern von relativ hohen Drucken bei den höchsten Feldern des Spiegels zu möglichst niedrigen Drucken beim Zyklotronfeld absinkt. Dies wurde

beim vorliegenden Experiment auf folgende Weise erreicht (Abbildung 3.1): das Neutralgas strömt aus einem engen Rohr ($\varnothing = 2$ cm) in das eigentliche Entladungsgefäß ($\varnothing = 6$ cm). Starke Pumpen in der Mitte sorgen dafür, daß sich ein scharfer Druckgradient ausbildet. Lage und Verlauf des Spiegelfeldes sind so gewählt, daß maximale Ionisation gerade dort stattfindet, wo der Druck noch relativ hoch ist (am Ende des Entladungsgefäßes). Der Punkt der Elektronenzyklotronresonanz dagegen liegt bei den gewünschten niedrigen Neutralgasdrücken (in Abbildung 3.2 mit EZR bezeichnet).

Ausführliche Versuche haben gezeigt, daß Ionisation und Heizung am effektivsten werden, wenn Gaseinlaß und Welleneinkopplung von den entgegengesetzten Seiten des Entladungsgefäßes aus erfolgen, die Welle also von niedrigen Magnetfeldern aus auf das zu ionisierende Gas trifft.

Um sowohl bei leicht erzeugbaren Magnetfeldern arbeiten zu können als auch die Bedingung $\omega_e \gg \nu$ (Stoßfrequenz) zu erfüllen, werden bei Elektronenzyklotronresonanz-Apparaturen meist Mikrowellenfrequenzen von einigen GHz gewählt.

Im beschriebenen Experiment wurden diese Mikrowellen mit einem Magnetron (Typ: Valvo YJ 1160) erzeugt, das bei einer Frequenz von 2.45 GHz arbeitet. Das zu dieser Frequenz gehörende Elektronenzyklotronfeld $B = \frac{\omega \cdot m_e}{e}$ beträgt 875 Gauss und liegt damit weit genug vom Gaseinlaß entfernt, um gute Heizung zu gewährleisten. Die Mikrowellen treten coaxial aus dem Magnetron aus; sie werden dann in einen Rechteckhohlleiter eingekoppelt, dessen Abmessungen so gewählt sind, daß sich nur die TE_{10} - Mode fortpflanzen kann. Um diese in eine zirkular polarisierte TE_{11} - Welle zu transformieren, muß der Rechteckhohlleiter unter einem bestimmten Winkel so in einen runden Hohlleiter münden, wie es die Abbildung 3.3 zeigt:

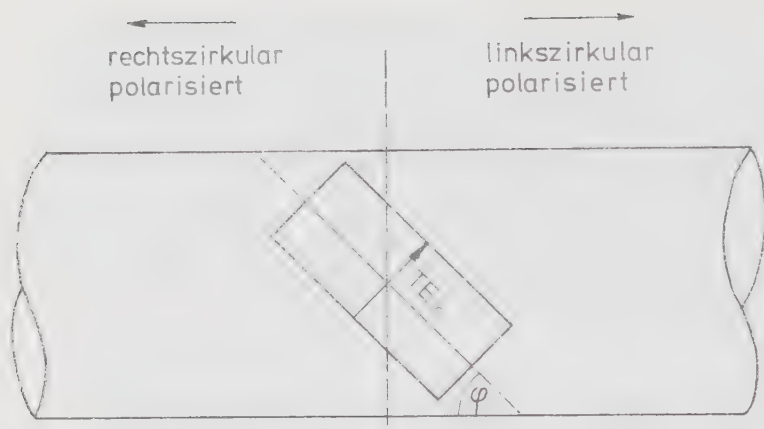


Abb. 3.3 Zirkularpolarisator

Der Winkel φ ist dabei nur durch die Abmessungen des runden Hohlleiters bestimmt. Er beträgt /27/:

$$\varphi = \operatorname{tg}^{-1} [2\pi a / \lambda_H] \quad (3.2)$$

Dabei ist a der Radius und λ_H die Hohlleiterwellenlänge /24/:

$$\lambda_H = \lambda_0 / \sqrt{1 - [\lambda_0 / \lambda_k]^2} \quad (3.3)$$

mit λ_0 = Wellenlänge im freien Raum

$$\lambda_k = \text{kritische Wellenlänge} = \frac{2\pi a}{j'_{mn}}$$

j'_{mn} = n. Nullstelle des 1. Differentialquotienten der Besselfunktion $J_m(x)$

Für die TE_{11} - Mode gilt:

$$j'_{mn} = j'_{11} = 1.84$$

$$\lambda_k = 13.7 \text{ cm} \quad (a = 4 \text{ cm})$$

$$\lambda_o = 12.2 \text{ cm} \quad (\omega/2\pi = 2.45 \text{ GHz})$$

$$\lambda_H = 27.6 \text{ cm}$$

Damit ergibt sich der Winkel φ zu:

$$\varphi = 42.3^\circ$$

Die Dauerleistung des Magnetrons beträgt $\approx 1.5 \text{ kW}$; davon wird etwa die Hälfte ins Plasma eingestrahlt. Abschätzungen zeigen, daß mehr als 500 Watt absorbiert und zum geringen Teil (einige Watt) in Form von Wandverlusten verloren gehen; demgegenüber sind die in den Spiegeln auftretenden Endverluste als groß anzunehmen.

4. Parameterbestimmung und Meßverfahren

4.1 Dichtebestimmung

Die Elektronendichte wurde mit Hilfe eines Mikrowelleninterferometers bestimmt /28/. Abbildung 4.1 zeigt den Aufbau des Interferometers:

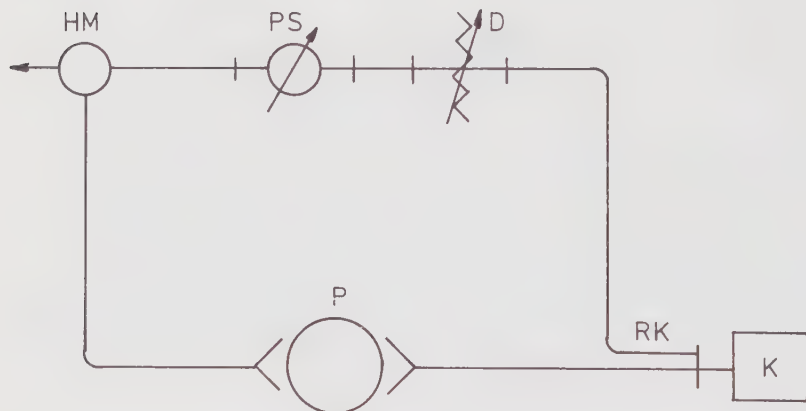


Abb. 4.1 : Mikrowelleninterferometer

HM = Hybrider Mischer , K = Klystron

P = Plasma , RK = Richtkoppler

PS = Phasenschieber , D = Dämpfungsglied

Das von Klystron kommende Signal wird durch den Richtkoppler in zwei Teile aufgespalten. Der eine Teil durchdringt, abgestrahlt von Hörnerantennen, das Plasma; die Mikrowellenhörner sind dabei so ausgerichtet, das der elektrische Vektor der Welle parallel zum äußeren magnetischen Feld schwingt, es gilt also die Dispersionsgleichung (2.9), die Eccles-Beziehung. Der zweite Teil der Welle durchläuft - in Phase

und Amplitude abstimmbar - den sog. Referenzzweig. Beide Teilwellen treffen sich am Hybriden Mischer, werden hier gleichgerichtet und über einen Differenzverstärker einem Meßgerät zugeführt. Wenn das Interferometer so justiert ist, daß ohne Plasma kein Signal angezeigt wird, so ist das bei Anwesenheit eines Plasmas auftretende Signal ein Maß für die Dämpfung und Phasenverschiebung der Welle durch das Plasma. Befindet man sich in dem Bereich, in dem die eingestrahlte Frequenz groß gegen die Plasmafrequenz ist, so findet praktisch keine Dämpfung statt, das angezeigte Signal ist nur von der Phasenverschiebung bestimmt, die im wesentlichen eine Funktion der Elektronendichte ist. Die Ausbreitungskonstante $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ für das Vakuum ändert sich bei Vorliegen eines Plasmas nach Gleichung (2.9) zu:

$$k_p = \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right]^{1/2} \cdot k_0 = \left(1 - \frac{n(x)}{n_c} \right)^{1/2} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \quad (4.1)$$

Dabei ist $n(x)$ die Dichte am Punkt x des Weges der Welle durch das Plasma und n_c die durch die Mikrowellenfrequenz ω bestimmte kritische Dichte

$$n_c = \frac{\omega^2 \epsilon_0 m_e}{e^2} \quad (4.2)$$

Oberhalb dieser Dichte kann sich eine Welle der Frequenz ω nicht mehr ausbreiten. Für $\omega^2 \gg \omega_p^2$ d.h. $n_c \gg n(x)$ wird aus (4.1)

$$k_p \approx \left| 1 - \frac{n(x)}{2 n_c} \right| \cdot \frac{2\pi}{\lambda}$$

Für die Phasenverschiebung erhält man dann:

$$\Delta \theta = - \int (k_p - k_0) dx \approx \frac{\pi}{n_c \lambda} \int n(x) dx \quad (4.3)$$

Für die mittlere Dichte $\bar{n}$ gemittelt über den Plasmadurchmesser D ergibt sich damit:

$$\bar{n} = \frac{\int_0^D n(x) dx}{D} = \frac{2 \epsilon_0 m_e c}{e^2} \cdot \frac{\omega \Delta \theta}{D} \quad (4.4)$$

Die mittleren gemessenen Dichten lagen im Bereich von einigen 10^{11} cm^{-3} .
Einen typischen Dichteverlauf in Abhängigkeit vom Magnetfeld in Einheiten von ω_0/ω zeigt die Abbildung 4.2.

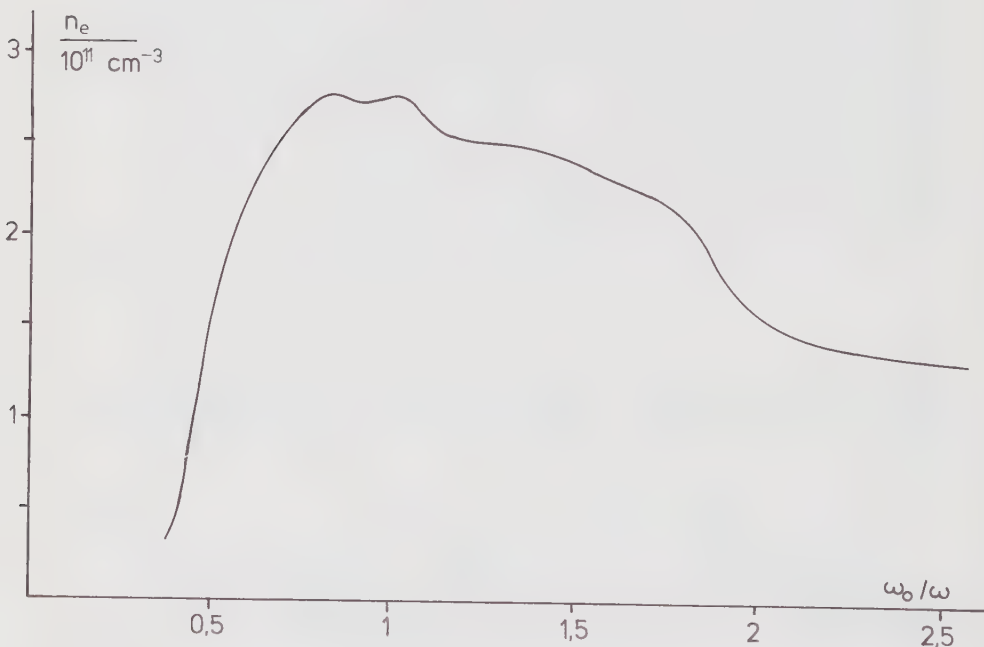


Abb. 4.2

4.2 Messung der Elektronentemperatur

In linearer Näherung erhält man in der Einflüssigkeits-Theorie an Stelle der Gleichungen (2.2) und (2.4) unter Hinzufügung des Drucktermes /21/:

$$\nabla p = \underline{j} \times \underline{B} \quad (4.5)$$

$$\text{und:} \quad \nabla \times \underline{B} = \mu_0 \underline{j} \quad (4.6)$$

Dabei ist ein Plasma im zeitunabhängigen Gleichgewicht angenommen und Raumladungseffekte vernachlässigt worden. Kombination der beiden Gleichungen ergibt:

$$\nabla p = \frac{(\nabla \times \underline{B}) \times \underline{B}}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0} \left(- \frac{\nabla B^2}{2} + (\underline{B} \nabla) \underline{B} \right) \quad (4.7)$$

Für hinreichend gerade und parallele Magnetfeldlinien verschwindet der zweite Term in der Klammer und man erhält:

$$\nabla \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) = 0 \quad \text{oder}$$

$$p + \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \quad (4.8)$$

Die Gleichung (4.8) zeigt, daß sich das Plasma wie ein diamagnetischer Stoff verhält, denn das Magnetfeld wird im Inneren des Plasmas kleiner als am Rand. Bezeichnet man das Verhältnis von kinetischem Druck $p = n \kappa (T_e + T_i) \simeq n \kappa T_e$ zum magnetischen Druck an der Plasmagrenze mit

$$\beta = \frac{n \kappa T_e}{B_0^2} \quad (4.9)$$

so wird mit Gleichung (4.8):

$$\beta = 1 - \frac{B^2}{B_0^2} \quad (4.10)$$

Um T_e aus (4.8) zu erhalten, muß der Unterschied zwischen B und B_0 bestimmt werden:

$$B_0 - B = \Delta B = B_0 (1 - \sqrt{1 - \beta}) \quad (4.11)$$

Für kleine Werte von β kann man die Wurzel entwickeln:

$$\Delta B \simeq B_0 \cdot \frac{\beta}{2} = \frac{n \mu_0}{B_0} \kappa T_e \quad (4.12)$$

Multiplikation mit dem Plasmaquerschnitt F liefert die Änderung des diamagnetischen Flusses $\Delta \Phi$. Für die Elektronentemperatur ergibt sich:

$$T_e = \frac{B_0}{\mu_0 \cdot n \cdot h} \cdot \frac{\Delta \Phi}{F} \quad (4.13)$$

Schaltet man bei der brennenden Entladung die Plasmaheizung plötzlich aus, so sinkt der Fluß auf Null. In einer um das Entladungsgefäß gelegten Spule wird dadurch eine Spannung dU induziert, die nach Integration $\Delta \Phi$ liefert. Zu beachten ist, daß bei dieser Messung nur die über den Plasmaquerschnitt gemittelte Temperatur ermittelt werden kann - und zwar nur die zum Magnetfeld senkrechte Komponente.

Die mit dieser Methode bestimmten Temperaturen lagen für das beschriebene Experiment über 10^6 K.

4.2 Abschätzung der auftretenden Stoßfrequenzen

Die Stoßfrequenzen für Impulsübertrag zwischen je zwei verschiedenen Teilchen setzen sich zu einer Gesamtstoßfrequenz ν zusammen /16/:

$$\nu \simeq \nu_{en} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \nu_{in} + \nu_{ei} \quad (4.14)$$

Dabei ist die Elektronen-Neutralteilchen-Stoßfrequenz für unser Experiment etwa durch

$$\nu_{en} = 7 \cdot 10^9 \cdot p \quad (4.15)$$

bestimmt /29/. Dabei ist p in Torr anzugeben.

Die Stoßfrequenz ν_{in} zwischen Ionen und Neutralteilchen ist ungefähr um den Faktor 20 kleiner

$$\nu_{in} = \frac{\nu_{en}}{20} \quad (4.16)$$

Impulsübertrag zwischen den beiden geladenen Teilchensorten findet mit der Frequenz

$$\nu_{ei} = 1.5 \cdot 10^{-6} \frac{n \ln \Lambda}{T_e^{3/2}} \quad (4.17)$$

statt /22/; n ist in cm^{-3} , T_e in eV anzugeben; $\ln \Lambda$ ist für unser Experiment ungefähr 17 /30/.

Für die vorliegenden Parameter:

$$\begin{aligned} p &\simeq 10^{-4} \text{ Torr} \\ n_e &\simeq 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3} \\ T_e &\simeq 10^6 \text{ K} \end{aligned}$$

ergeben sich folgende Stoßfrequenzen:

$$\begin{aligned} \nu_{en} &\simeq 7 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1} \\ \nu_{in} &\simeq 3.5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1} \\ \nu_{ei} &\simeq 10^4 \text{ s}^{-1} \\ \gamma &\simeq 7.5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1} \simeq \nu_{en} \quad \left[\frac{\omega_p}{\omega} = 1 \right] \end{aligned}$$

Damit wird der Parameter Λ (Gleichung (1.2)):

$$\Lambda \simeq 300$$

Λ liegt also - wie gefordert - deutlich über eins, ist sogar bei den meisten Messungen noch größer als 300. Es kann somit davon ausgegangen werden, daß im Experiment ein Plasma vorliegt, bei dem thermische Einflüsse nicht zu vernachlässigen sind.

4.4 Messung der Plasmaimpedanz

Die Wellen im Radiofrequenzbereich wurden über eine Einwindungsspule mit der Reaktanz $\omega L = 13,8 \Omega$ ins Plasma eingekoppelt (Abbildung 3.1). Zwei Sonden an der Spule liefern Signale, die proportional sind zu U_{HF} (Spannungsabfall an der Spule) bzw. zu I_{HF} (Strom durch die Spule). In dieser Arbeit wird über Messungen in zwei Leistungsbereichen berichtet. Einmal wurde der Steuersender HP 8601 A zur Leistungseinkopplung benutzt, der Leistungen im Bereich bis zu $\approx 30 \text{ mW}$ anbieten konnte. Im anderen Falle steuerte dieser Sender einen Hochleistungssender an. In diesem Fall konnten dem Plasma Leistungen bis zu einigen 100 Watt angeboten werden. In beiden Fällen wurden die dem Strom bzw. der Spannung proportionalen Signale dem Netzwerkanalysator HP 8407 A zugeführt. Dieser bildet hieraus den Quotienten U_{HF}/I_{HF} und bestimmt diese Impedanz in Form des Betrages $|Z|$ und der Phasenverschiebung φ .

Die Gesamtimpedanz aus Spule und Plasma kann man als folgendes Ersatzschaltbild darstellen:

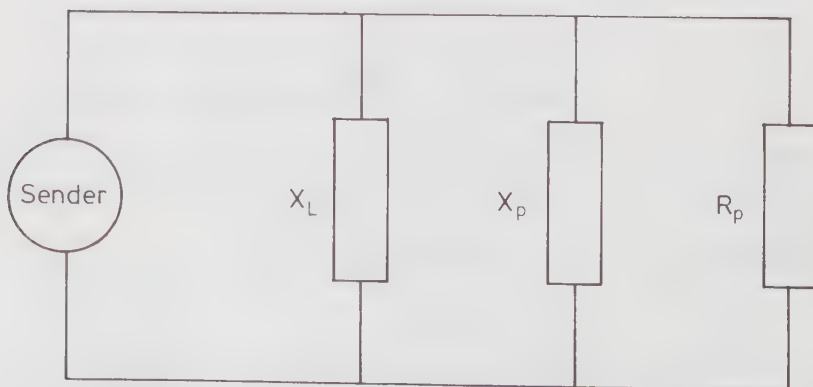


Abb. 4.3

Dabei ist X_L die Spulen-Reaktanz; X_p und R_p sind der imaginäre und reelle Widerstand des Plasmas; die Gesamtimpedanz ist gegeben durch:

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{R_p} - i \left[\frac{1}{X_p} + \frac{1}{X_L} \right] \quad (4.18)$$

Mit bekanntem X_L , gemessenem $|Z|$ und φ erhält man für die interessierenden Plasmawiderstände:

$$\frac{1}{R_p} = \frac{1}{|Z|} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}} \quad (4.19)$$

und

$$\frac{1}{X_p} = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{R_p} - \frac{1}{X_L} \quad (4.20)$$

Die Reziprokwerte wurden gewählt, weil bei festgehaltener Senderspannung $1/R_p$ wegen $P = U^2/R_p$ direkt proportional zur eingekoppelten Leistung P ist.

4.5 Auswertung der Meßergebnisse

Die für die Bestimmung von n_e , $1/R_p$ und $1/X_p$ notwendigen Meßgrößen $\Delta \theta$, $|Z|$ und φ wurden in Abhängigkeit vom Magnetfeld bei einer festen Senderfrequenz gemessen, elektronisch digitalisiert und auf Lochstreifen festgehalten. Messungen bei festem Magnetfeld und variabler Frequenz werden in /19/ beschrieben.

Da das CMA-Diagramm /31/ auf verschiedenen Wegen durchlaufen wird je nachdem, ob man die Frequenz oder das Magnetfeld festhält, bestehen prinzipielle Unterschiede zwischen den beiden Verfahren. Die Differenzen spielen jedoch wegen des im Experiment untersuchten nur sehr

schmalen Frequenz - bzw. Magnetfeldbereiches noch keine Rolle.

Bei den im folgenden beschriebenen Messungen wurde das Magnetfeld so verändert, daß im interessierenden Bereich um die untere Hybrid-Resonanzfrequenz herum, etwa von $\omega_0/\omega \sim 0.4$ bis $\omega_0/\omega \approx 2.5$, einhundert Meßpunkte lagen. Aus diesen Meßwerten wurden mit Hilfe der TR 440 der Ruhr-Universität die im folgenden gezeigten Ergebnisse gewonnen, die jeweils als Funktion von ω_0/ω aufgetragen sind.

5. Meßergebnisse und Diskussion

5.1 Messungen bei konstanter Leistung

Im folgendem werden charakteristische Messungen beschrieben, bei denen die angebotene Blindleistung praktisch konstant gehalten ist. Da jeweils nur wenige Prozent der angebotenen Leistung wirklich in das Plasma eingekoppelt werden, kann man auch bei Variationen der eingekoppelten Leistung von der Annahme konstanter angebotener Leistung ausgehen; diese betrug bei den in diesem Abschnitt besprochenen Messungen etwa 7,5 mW. Die dabei ins Plasma eingekoppelte Wirkleistung lag bei etwa 400 µW. Alle gezeigten Ergebnisse sind bei einer Senderfrequenz von 14 MHz gewonnen worden. Es wurden auch Messungen bei anderen Frequenzen durchgeführt; diese brachten jedoch keine wesentlich anderen Ergebnisse als die hier gezeigten. Als Füllgas wurde in allen Fällen Wasserstoff benutzt. Der erreichbare Enddruck ohne Gaseinlaß betrug einige 10^{-7} Torr.

Die Abbildung 5.1 zeigt das Ergebnis einer Messung, die bei einem Druck von $8 \cdot 10^{-5}$ Torr durchgeführt wurde. Elektronentemperatur und Dichte lagen in dem in Kapitel 4 erwähnten Bereich ($T_e \approx 10^6$ K, $n_e \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$). Der reziproke Plasmawiderstand - damit die eingekoppelte Leistung - zeigt ein ausgeprägtes Resonanzverhalten im Bereich der unteren Hybridresonanz ($\frac{\omega_0}{\omega} \approx 1$). Der Resonanzbereich ist zu größeren Frequenzen hin verschoben; sein Schwerpunkt liegt etwa bei $\omega_0/\omega = 0,8$. Die Aufspaltung des Resonanzpeak in zwei getrennte Maxima ist bei allen Messungen mehr oder weniger deutlich vorhanden. Der Resonanzbereich ist relativ breit, was jedoch bei einer Verwendung zur Ionisation und eventuellen Aufheizung des Plasmas nur von Vorteil sein könnte.

Auch der Imaginärteil des Plasmawiderstandes zeigt - wie erwartet - eine deutliche Resonanzstelle (Änderung von induktivem zu kapazitivem Verhalten) im Bereich von $\omega_0/\omega \approx 0,8$ (Abbildung 5.2).

Im folgenden soll nur noch das Verhalten des Realteils des Plasmawiderstandes betrachtet werden, da dieser bereits das Resonanzverhalten des Plasmas widerspiegelt. In der Abbildung 5.3 ist die ein-

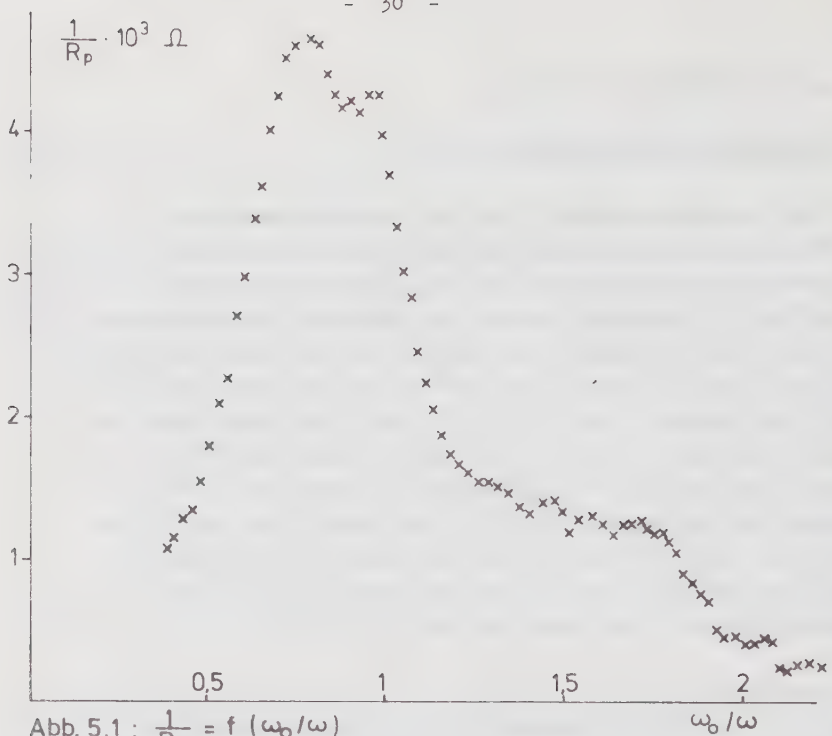


Abb. 5.1 : $\frac{1}{R_p} = f(\omega_0/\omega)$

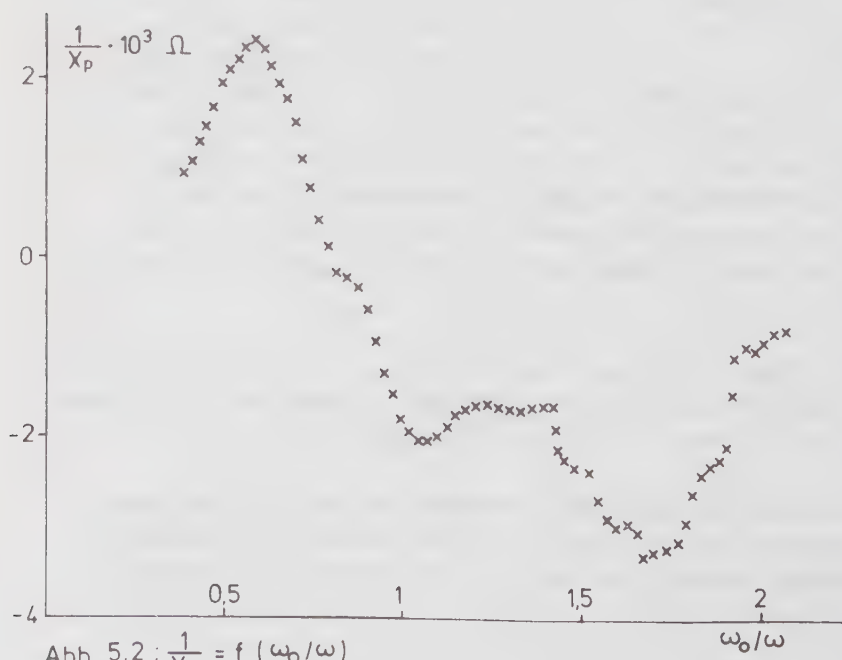


Abb. 5.2 : $\frac{1}{X_p} = f(\omega_0/\omega)$

gekoppelte Leistung in Abhängigkeit vom Magnetfeld für zwei verschiedene Drücke (10^{-4} Torr und $1.6 \cdot 10^{-4}$ Torr) aufgezeichnet. Deutlich ist die bereits angesprochene mehr oder weniger ausgeprägte Aufspaltung in zwei getrennte Absorptionsmaxima sichtbar. Sonst ist jedoch keine merkliche Abhängigkeit des Plasmawiderstandes vom vorliegenden Neutralgasdruck zu beobachten. Dies zeigt die Abbildung 5.4: im oberen Teil ist der Wert des reziproken Plasmawiderstandes im ersten Resonanzmaximum als Funktion des Neutralgasdrucks aufgetragen. Man erkennt, daß sich die eingekoppelte Leistung nur sehr wenig mit dem Druck p ändert, wenn man von den beiden ersten Werten ($4 \cdot 10^{-5}$ Torr und $6 \cdot 10^{-5}$ Torr) abliest. Bei diesen sehr geringen Drücken war die Bedingung für ausreichende Ionisation durch die Mikrowelle nicht mehr gegeben; es konnte sich kein hinreichend stabiler Plasmazustand mehr ausbilden. Wenn man berücksichtigt, daß infolge etwas unterschiedlicher Mikrowelleneinkopplung unterschiedliche Elektronendichten für die verschiedenen Neutralgasdrücke erreicht werden, und man alle Plasmaleitwerte auf eine Elektronendichte normiert, so ergibt sich der Verlauf, der im unteren Teil der Abbildung 5.4 dargestellt ist: $1/R_p$ ist von Drücken von $8 \cdot 10^{-5}$ Torr an aufwärts praktisch unabhängig von p .

Bei den bisher beschriebenen Messungen war die Spiegelfeldstärke konstant gehalten worden (2100 Gauss). Im folgenden wird die Abhängigkeit der Resonanz von der Stärke des Spiegelfeldes untersucht. Es zeigt sich, daß das eigentliche Resonanzgebiet seine Lage unter dem Einfluß verschiedener Magnetfeldstärken in den Spiegeln nicht systematisch verschiebt; allerdings ist die Form des Resonanzmaximums empfindlich von der Feldstärke abhängig, wie die Abbildung 5.5 zeigt, in der das Verhalten von $1/R_p$ für zwei verschiedene Spiegelfelder aufgezeichnet ist. Während im einen Fall (1500 Gauss) praktisch nur eine einzige Resonanzspitze bei $\omega_0/\omega \simeq 0.8$ zu erkennen ist, zeigt die Leistungskurve für eine Feldstärke von 1200 Gauss eine deutliche Aufspaltung: das zweite Maximum bei $\omega_0/\omega = 1$ ist hier sogar höher und schärfer ausgebildet als das erste, das unverändert bei $\omega_0/\omega \simeq 0.8$ erscheint. Es zeigt sich hier, ebenso wie schon bei der Variation des Neutralgasdrucks, daß die mehr oder weniger merkliche Aufspaltung des Resonanzmaximums zwar empfindlich von den äußeren Bedingungen ab-

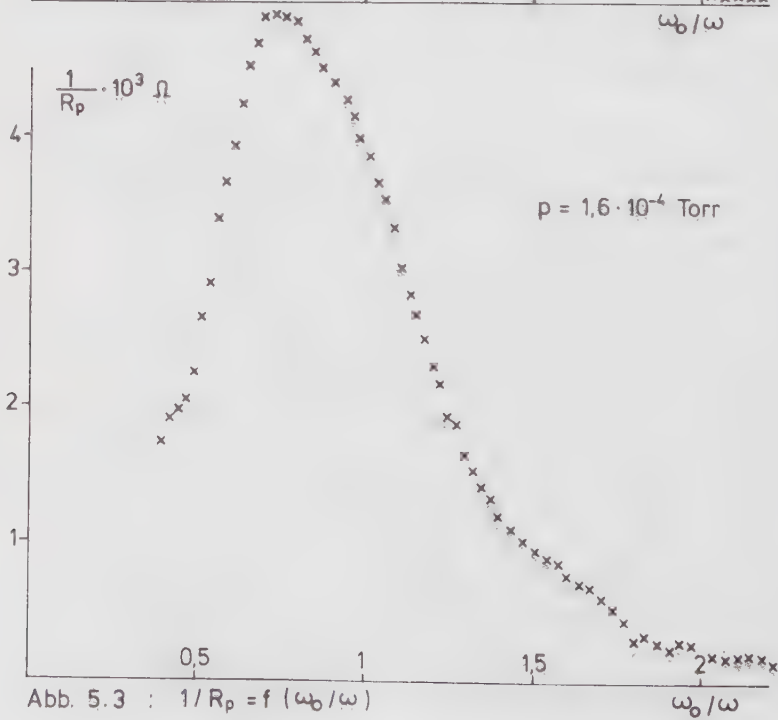
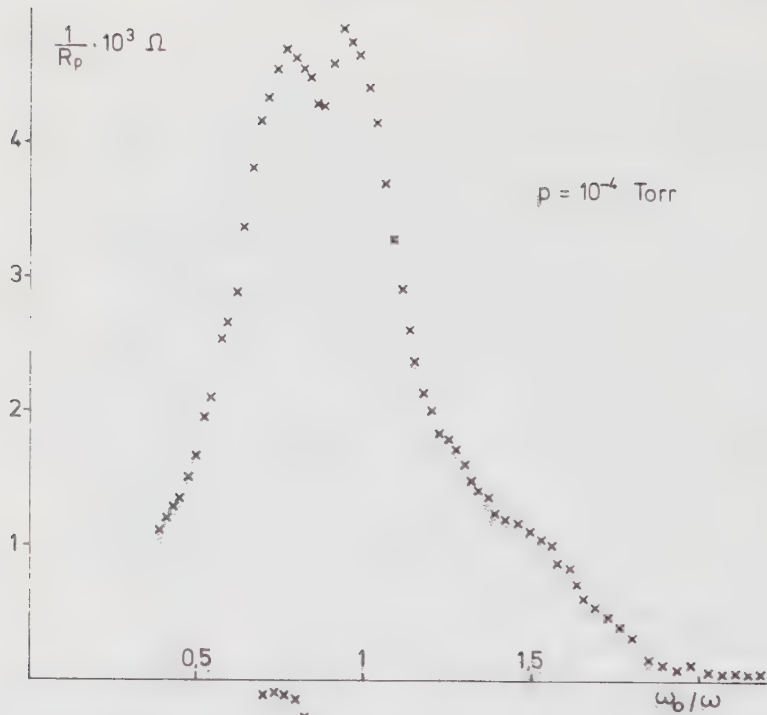


Abb. 5.3 : $1/R_p = f(\omega_0/\omega)$

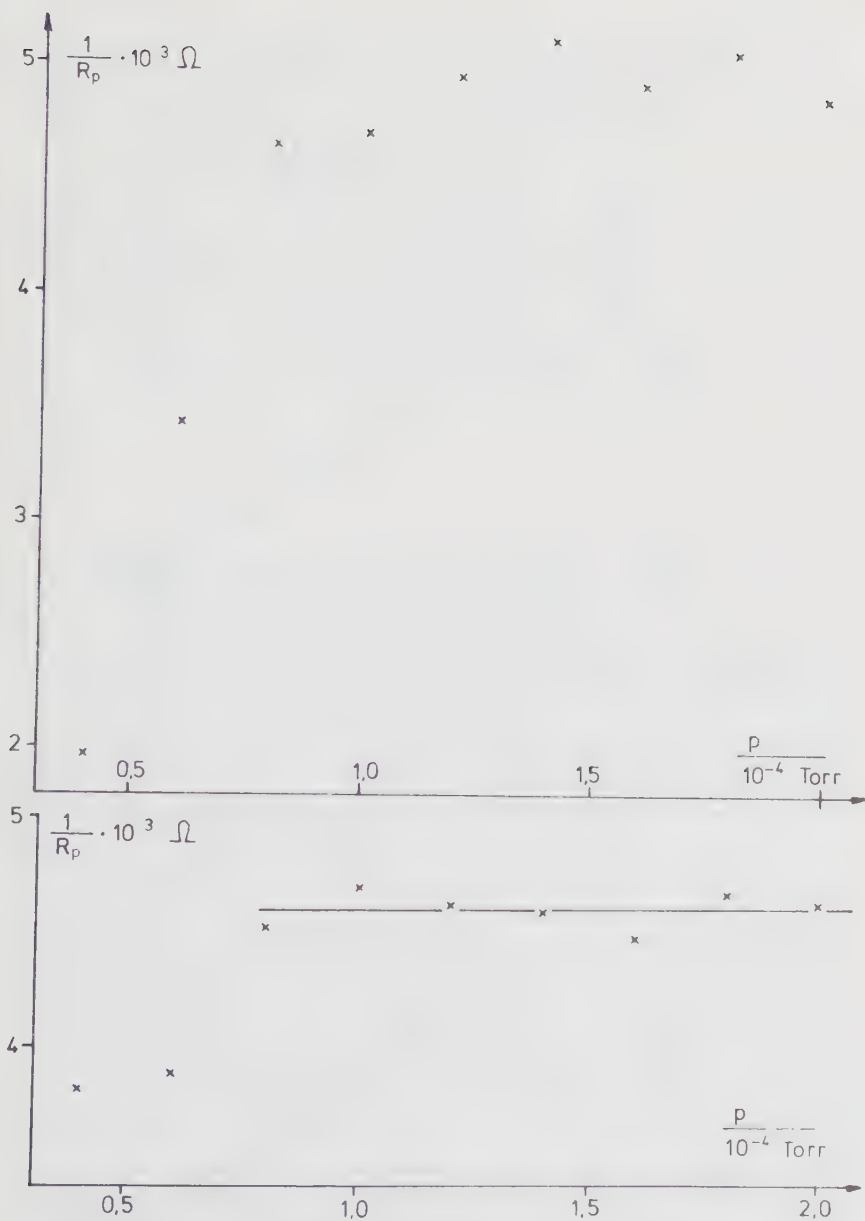


Abb. 5.4 : $\frac{1}{R_p} = f(p)$

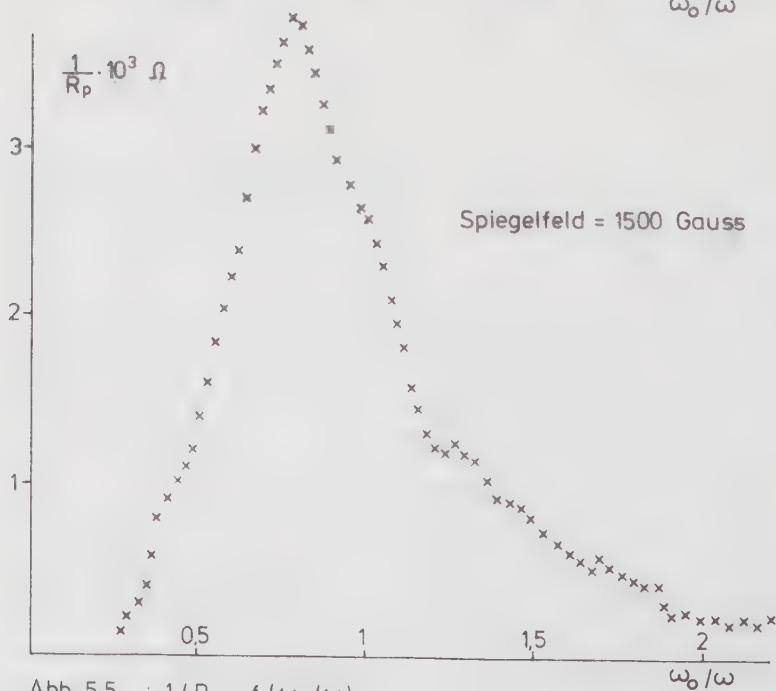
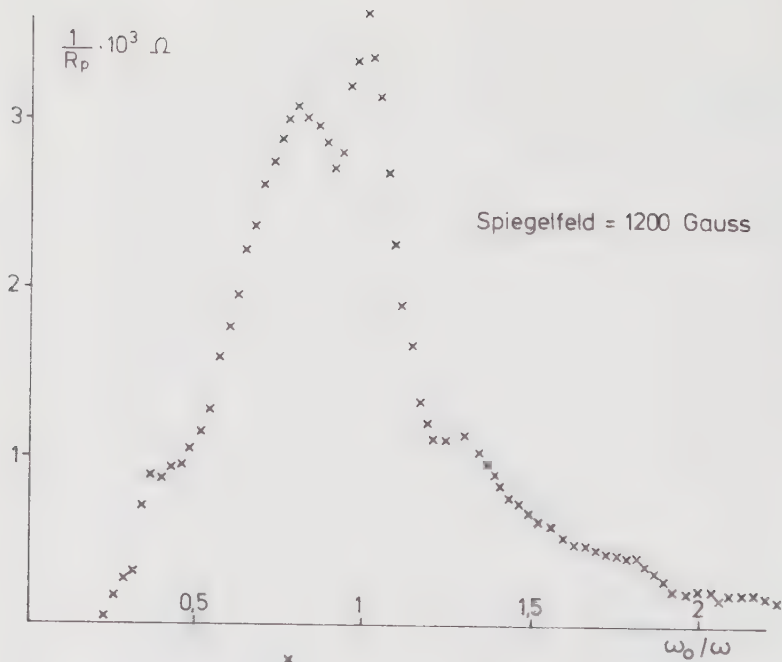


Abb. 5.5 : $1/R_p = f(\omega_0/\omega)$

hängt, sich andererseits aber unter den hier beschriebenen Bedingungen keine systematische Änderung mit den Plasmamparametern ergibt. Eine eingehendere Untersuchung des Einflusses der Magnetfelder in den Spiegeln wird in /19/ beschrieben.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß in allen Fällen deutliches Resonanzverhalten beobachtet wird. Es zeigt sich im wesentlichen eine Resonanzstelle, die bei Frequenzen gefunden wird, die etwas oberhalb der unteren Hybrid-Resonanzfrequenz liegen. Im folgenden Abschnitt sollen die Vorhersagen der theoretischen Modelle untersucht und mit diesen experimentellen Ergebnissen verglichen werden.

5.2 Vergleich mit den theoretischen Modellen

Nach der Vorstellung eines Teiles der Meßergebnisse soll nun ein Vergleich mit den beiden in Abschnitt 2.2 skizzierten Modellen vorgenommen werden. Abbildung 5.6 zeigt den Realteil des Plasmaleitwertes $1/R_p$, wie er von der Theorie des axial unendlich ausgedehnten Plasmas unter Berücksichtigung von Elektronen- und Ionentemperatur vorhergesagt wird, zusammen mit den entsprechenden Meßwerten, die denen der Abbildung 5.1 entsprechen. Für $1/R_p$ ist eine logarithmische Skala gewählt worden, um die von der Theorie vorhergesagten sehr großen Leitwertänderungen zusammen mit der Messkurve darstellen zu können. Die gemessenen Strukturen werden dadurch allerdings abgeschwächt, wie in der Abbildung 5.7 zu sehen ist, die den Vergleich in linearer Auftragung zeigt; jedoch sind hier die hohen Resonanzspitzen der Theorie unberücksichtigt geblieben, sobald sie einen bestimmten vorgegebenen Wert überschritten.

Bei der Abbildung 5.6 fällt neben den schon erwähnten großen Unterschieden im Absolutwert der Maxima auf, daß links von $\omega/\omega_0 = 1$ die von der Theorie vorhergesagten Werte mit Ausnahme der - bedingt durch Temperatureffekte - auftretenden Resonanzspitzen deutlich

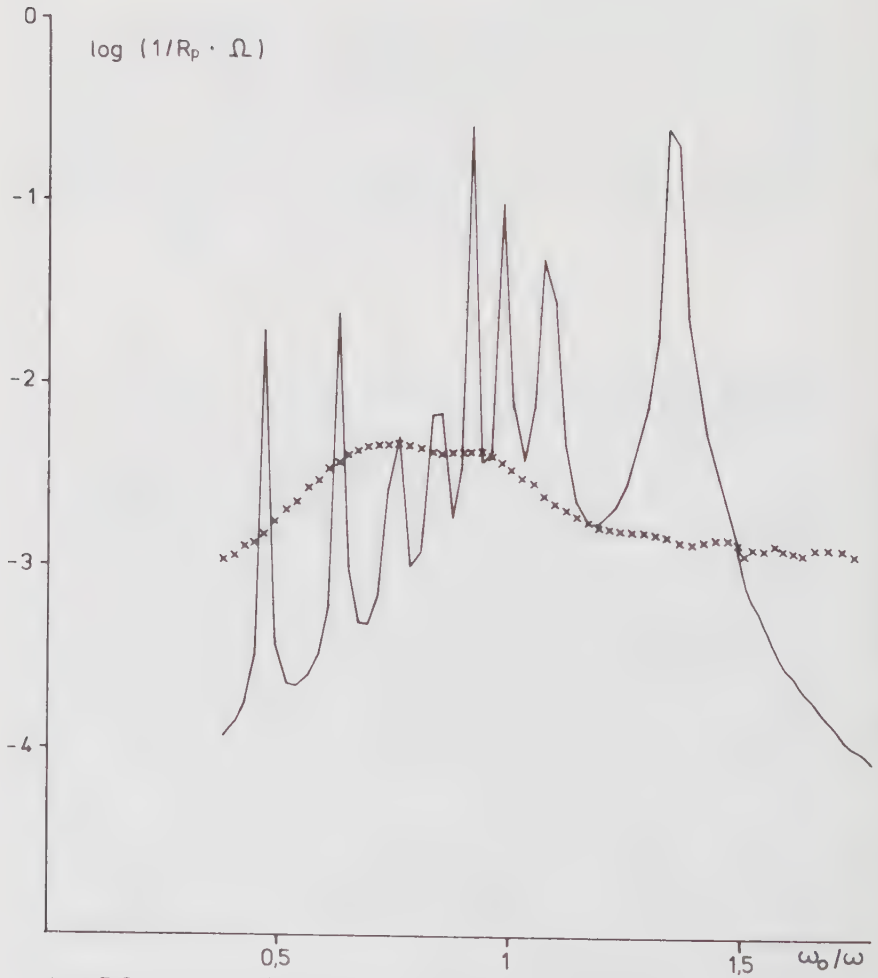


Abb. 5.6 : $1/R_p = f(\omega_0/\omega)$; $\times$ Meßpunkte, — Theorie: $L = \infty$

$T_e = 10^6 \text{ K}$, $T_i = 10^3 \text{ K}$

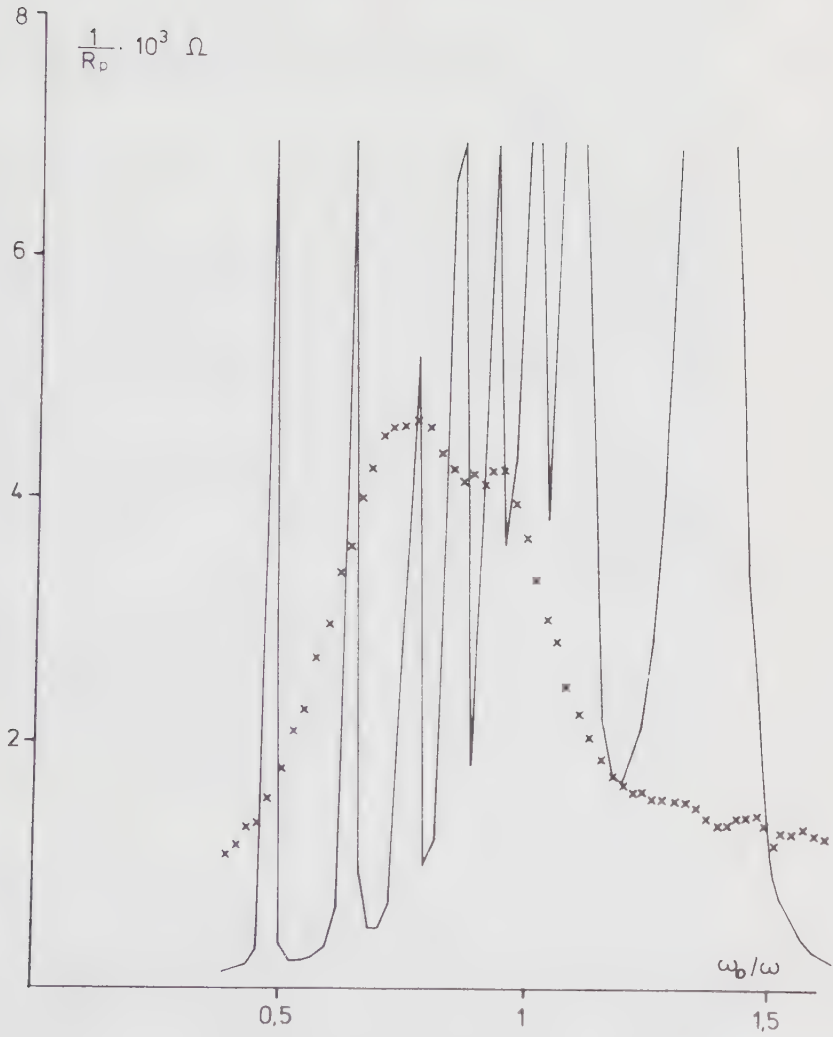


Abb. 5.7 : $1/R_p = f(\omega_0/\omega)$; x Meßpunkte, — Theorie : $L = \infty$

$T_e = 10^6 \text{ K}$, $T_i = 10^3 \text{ K}$

unter den Meßpunkten liegen. Rechts von $\omega^0/\omega = 1$ erkennt man zwei deutliche (geometrische) Resonanzmaxima, deren Lage schon von den Eigenschaften des axial unendlichen kalten Plasmas bestimmt ist (Abbildung 5.8). Das Absorptionsmaximum bei $\omega^0/\omega \approx 1.4$ liegt bereits deutlich außerhalb des Resonanzbereiches, der bei der Messung gefunden wurde.

Die Abbildung 5.9 zeigt im Vergleich mit derselben Messung den theoretischen Verlauf von $1/R_p$ für ein kaltes, endliches Plasma der Länge $L = 40$ cm; im Experiment ist L der Abstand zwischen den beiden Punkten, an denen die Bedingung für Elektronenzyklotronresonanz erfüllt ist. Hier wird der Verlauf des linken Flügels im Mittel besser wiedergegeben als bei der Berücksichtigung von Temperatureffekten eines unendlich langen Plasmas. Das vorher auftauchende starke Resonanzmaximum bei $\omega^0/\omega \approx 1.4$ fehlt völlig. Auffällig ist das Auftreten starker geometrischer Strukturen bei Frequenzen oberhalb der unteren Hybrid-Resonanzfrequenz. Dies wird aus dem Verhalten der Brechungsindices im beobachteten Bereich deutlich.

Wie bereits gesagt, ist für das Auftreten von geometrischen Resonanzen eine notwendige Bedingung, daß der Brechungsindex im wesentlichen reell ist. Eine weitere Bedingung ist jedoch, daß dieser Brechungsindex nicht zu klein ist; für das Auftreten radialer Eigenmoden muß folgende Bedingung erfüllt sein:

$$\operatorname{Re}(k) > \frac{\pi}{R} \quad (5.1)$$

Hierbei ist R der Plasmaradius. Die Bedingung (5.1) sagt für das Gleichheitszeichen aus, daß gerade eine Wellenlänge in den Plasmaquerschnitt paßt. Für einen Plasmaradius von 3 cm, wie er im Experiment vorliegt, ist die Bedingung erst für Brechungsindices erfüllt, die größer als 350 sind.

In der Abbildung 5.10 ist der Brechungsindex $N_{\perp}$ für Einstrahlung senkrecht zu B_0 als Funktion von ω^0/ω dargestellt, wie er nach der Theorie des kalten, endlichen Plasmas bestimmt wird. Dabei

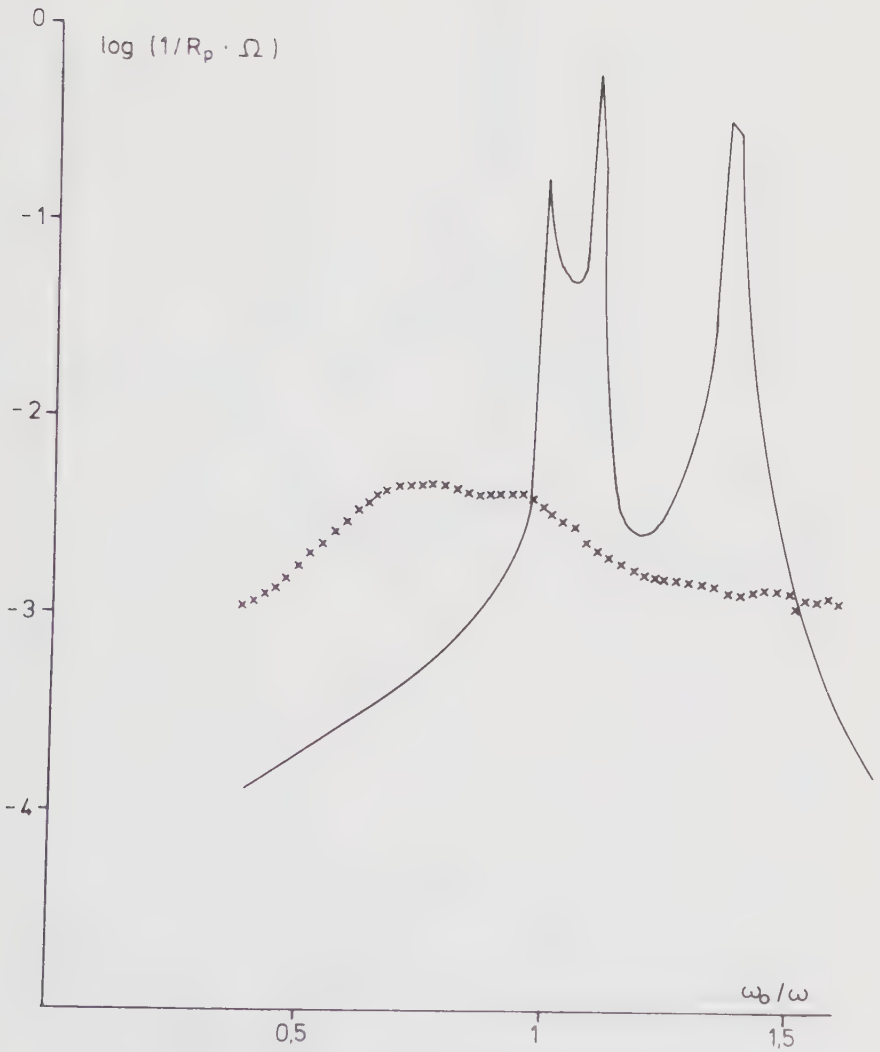


Abb. 5.8 : $1/R_p = f(\omega_0/\omega)$; x Meßpunkte, — Theorie : $L = \infty$

$$T_e = T_l = 0$$

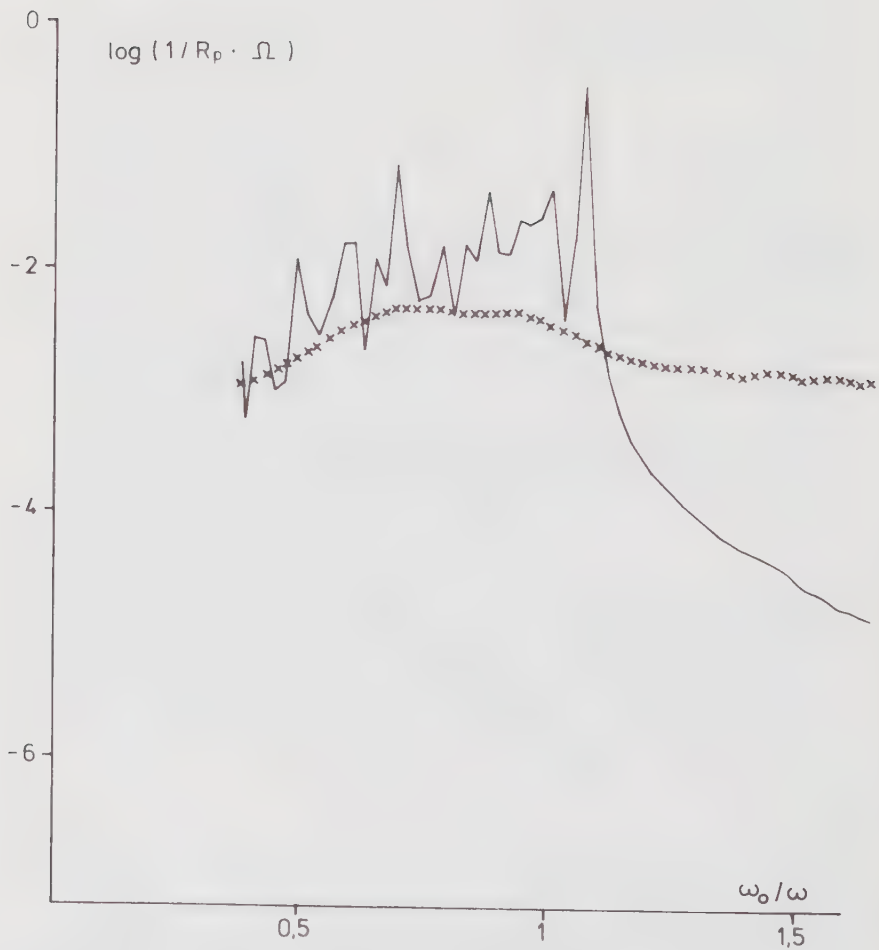


Abb. 5.9 : $1/R_p = f(\omega_0/\omega)$; * Meßpunkte, — Theorie :
 $T_e = T_i = 0$, $L = 40$ cm

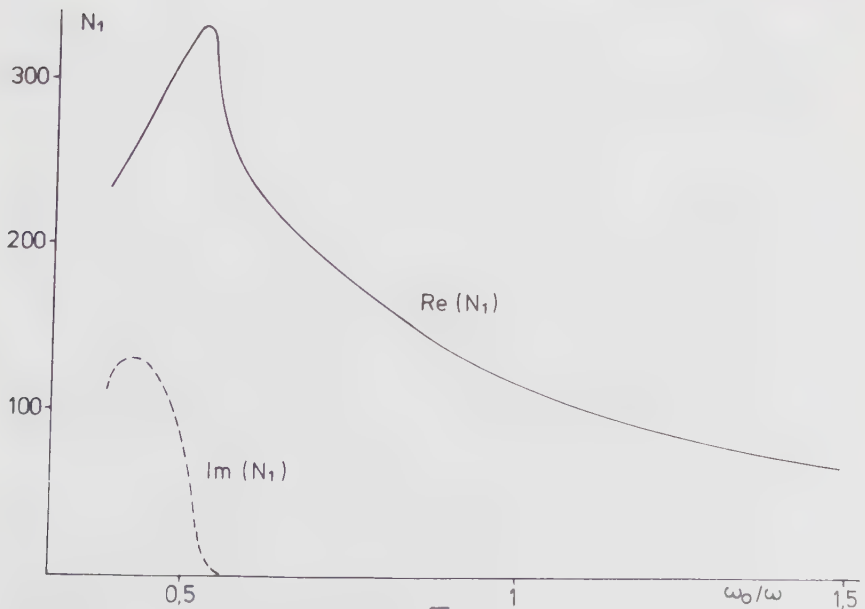
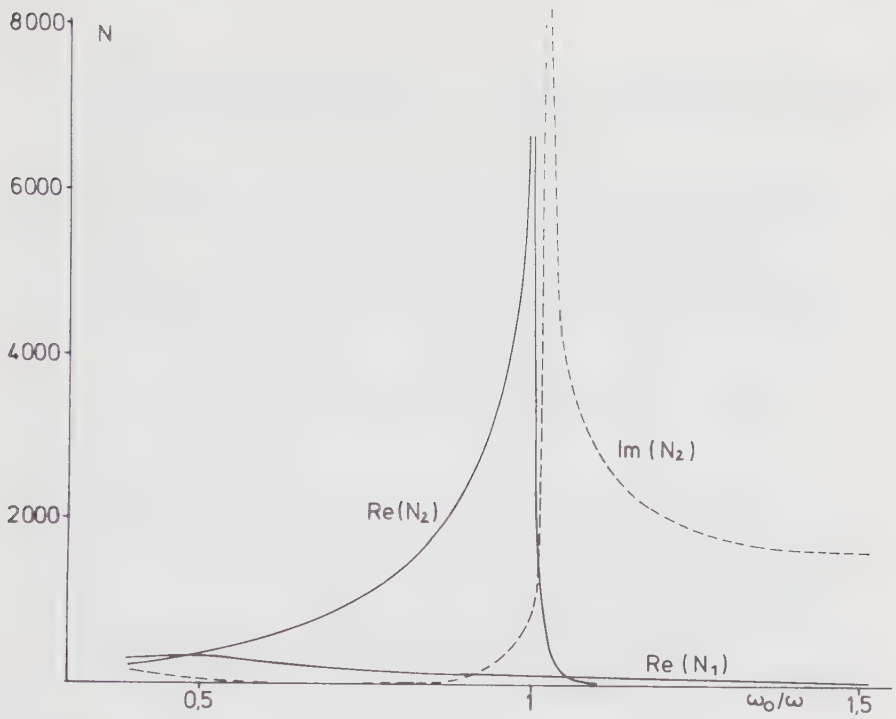


Abb. 5.10: $N_{\perp} = f(\omega_0/\omega)$, $N_{\parallel} = \frac{\pi}{L} \cdot \frac{c}{\omega}$

muß nicht das ganze $k_{||}$ - Spektrum berücksichtigt werden, wie bei der Berechnung des Plasmawiderstandes, da bereits der Einfluß der Grundkomponente $k_{||} = \pi/L$ (L = wirksame Plasmalänge) die Lage der Resonanzen richtig wiedergibt. Der unter anderen Bedingungen (höhere Dichte, größere Stoßfrequenzen, z.B. /8/) für das Auftreten von geometrischen Resonanzen rechts von $\omega_0/\omega = 1$ verantwortliche Brechungsindex $Re(N_1)$ erreicht hier nirgendwo die für die Ausbildung radialer Eigenmoden notwendige Größe. Dagegen liegt links von $\omega_0/\omega = 1$ der Realteil von N_2 deutlich über dem Imaginärteil und ist über weite Bereiche wesentlich größer als 350.

Ein Vergleich der beiden Abbildungen 5.9 und 5.6 zeigt, daß die Theorie des kalten, endlichen Plasmas zumindest die Tendenz der Messung besser wiedergibt als die Theorie des axial unendlichen Plasmas mit endlicher Temperatur von Elektronen und Ionen. Trotzdem bleiben beträchtliche Unterschiede vor allem in den Absolutwerten der Resonanzmaxima. Diese Unterschiede sollen im nächsten Abschnitt eingehender diskutiert werden.

Ergänzend soll noch darauf hingewiesen werden, daß man unter der Annahme axialer Dichtegradienten ebenfalls eine teilweise Wellenfortpflanzung in Richtung des Magnetfeldes erhält. Auch hier ergibt sich, wie ausführliche Untersuchungen zeigen /19/, eine Verschiebung des hier wichtigen Bereiches radialer Eigenmoden zu höheren Frequenzen, d.h. zu kleineren Werten von ω_0/ω ; es zeigt sich also die gleiche Tendenz wie bei der Theorie des axial endlichen Plasmas. Der Einfluß von Dichteinhomogenitäten wirkt sich dabei in etwa wie eine effektive Verkürzung der Plasmalänge aus; dies wurde in den Vergleichen mit der Theorie bereits dadurch berücksichtigt, daß für die Länge des (homogenen) Plasmazyklinders der Abstand zwischen den beiden Punkten der Elektronenzyklotronresonanz gewählt wurde, der - allerdings nur wenig - unterhalb der Rohrlänge liegt. Ergebnisse in /19/ zeigen, daß eventuell mit noch etwas kürzeren Plasmalängen gerechnet werden muß.

2.3 Diskussion der Unterschiede zwischen experimentellen Ergebnissen und theoretische Erwartungen

In den zum Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen herangezogenen theoretischen Modellen ist als einziger Dämpfungsmechanismus Dissipation über Zweierstöße enthalten. Dieser Mechanismus reicht jedoch offensichtlich nicht aus, um befriedigende Übereinstimmung zu erzielen. Es müssen also Effekte eine Rolle spielen, die eine zusätzliche, starke Absorption von Wellenenergie bewirken.

Bei der geringen angebotenen Leistung (7.5 mW), die einer eingekoppelten Leistung von etwa 400 μ W entspricht, kann davon ausgegangen werden, daß nichtlineare Effekte, die erst oberhalb einer bestimmten Schwellenenergie wirksam werden, auszuschließen sind. Damit scheiden alle normalen parametrischen Effekte, die gerade durch das Auftreten einer unteren Schwelle charakterisiert sind /32, 33, 34/, als Erklärung für die starke Unterdrückung der theoretisch geforderten hohen Absorptionsmaxima aus.

Ein Effekt, der nicht ausgeschlossen werden kann, ist Wellentransformation /35, 36/. Hiernach kann eine elektromagnetische Welle beim Eindringen in ein heißes, inhomogenes Plasma in eine langsame, stoßfrei gedämpfte elektrostatische Welle transformiert werden. Dies geschieht besonders effektiv im Frequenzbereich unterhalb von ω_p , also in dem Gebiet, in dem nach der Theorie des axial endlichen Plasmas unter den Bedingungen des Experimentes keine geometrischen Resonanzen mehr auftreten. Zudem zeigen experimentelle Untersuchungen, bei denen dieser Effekt wirksam zu sein scheint, systematische Abhängigkeit der Dämpfung vom Neutralgasdruck /8/, was im vorliegenden Experiment nicht beobachtet werden konnte (Abbildung 5.4). Es erscheint also zweifelhaft, ob die zwischen Experiment und Theorie auftretenden Unterschiede durch Wellentransformation erklärt werden können.

Von Interesse - gerade für den Fall der hier beschriebenen Mikrowelleneinkopplung - ist ein für den Bereich der unteren Hybrid-Resonanz theoretisch vorhergesagter parametrischer Effekt, der unabhängig von der angebotenen Energie ist /27/. Unter bestimmten

Bedingungen tritt hierbei verstärkte Absorption von Wellenenergie durch die Ionen auf.

Voraussetzung für das Auftreten dieses Effektes ist das Vorhandensein genügend großer Dichtefluktuationen kleiner Frequenz (ω_F) und extrem kurzer Wellenlänge (λ_F), jeweils verglichen mit den entsprechenden Werten der im Bereich der unteren Hybrid-Resonanzfrequenz liegenden Welle (ω, k). Es soll also gelten:

$$\omega \gg \omega_F \quad ; \quad k \ll k_F \quad (5.2)$$

Nichtlineare Wechselwirkung kann dann zur Erzeugung zweier Seitenbänder führen, für die

$$\omega \pm \omega_F \approx \omega \quad \text{und} \quad k \pm k_F \approx \pm k_F$$

ist. Auf Grund der geringen Phasengeschwindigkeit ω/k_F dieser Moden ist starke Ionen-Landau-Dämpfung möglich. In der Tat werden solche Dichtefluktuationen mit Amplituden $\tilde{n}_1$ von einigen 10 % der mittleren Dichte n_0 bei Plasmen beobachtet, die bei der Elektronenzyklotronresonanz erzeugt werden [38]. Die beobachteten Frequenzen lagen im Bereich von 50 bis 100 kHz. Allerdings ist keine Angabe über die Wellenlängen gemacht worden, die wahrscheinlich, vor allem bei Vorliegen eines ganzen Spektrums von Dichtefluktuationen, auch gar nicht gemessen werden können.

Eine Bestimmung der in [37] angegebenen anomalen Absorptionskoeffizienten ν_a ergab unter den Bedingungen des Experimentes für Dichteschwankungen, deren Wellenvektor in Richtung des statischen Magnetfeldes liegt:

$$\nu_a \approx \nu_{in} \left\{ 1 + \left[\frac{\tilde{n}_1}{n_0} \right]^2 \cdot \left[\frac{1}{4} \frac{\omega_e \omega}{\omega_F^2} \cdot \frac{\nu_{in}}{\omega_F} \right]^2 \right\} \quad (5.3)$$

Diese Näherung ist unter der Bedingung gewonnen worden, daß $\omega = \sqrt{\omega_e \omega_i} = \omega_0$ ist; das ist für $\omega_0/\omega = 1$ in der Mitte des Entladungsfäßes und für $\omega_0/\omega < 1$ für zwei Gebiete der Fall, für die das zu

den Spiegeln hin ansteigende Magnetfeld gerade die Bedingung $\omega = \omega_0$ erfüllt. Für $\omega_0/\omega > 1$ ist die Bedingung nirgendwo erreichbar. Daraus läßt sich folgendes Verhalten des anomalen Absorptionskoeffizienten ableiten: ν_a besitzt seinen Maximalwert an der Stelle $\omega_0/\omega = 1$, sinkt bei kleineren Werten von ω_0/ω ab, während bei größeren Werten ein sehr schnelles Absinken bis auf normale Absorptionskoeffizienten zu erwarten ist. Eine Abschätzung der Gleichung (5.3) ergab für ν_a bei Annahme von $\tilde{n}_1/n_0 = 0.1$ und $\omega_F/2\pi = 100$ kHz einen Maximalwert von etwa 10^8 s^{-1} . Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, daß keine physikalische Begründung für das Auftreten der geforderten, extrem kurzen Wellenlängen gegeben werden kann. Diese sind aber unbedingt nötig, damit die Phasengeschwindigkeit ω/k_F in die Größenordnung der thermischen Geschwindigkeit der - unter den Bedingungen des Experimentes - relativ langsamen Ionen gelangt (T_i in der Größenordnung von 10^3 K).

Die Wirkung der beiden soeben beschriebenen Effekte (Wellentransformation und nichtlineare Wechselwirkung mit niederfrequenten Dichtefluktuationen) beruht darauf, daß die eingestrahlte elektromagnetische Welle ihre Energie zum Teil an Moden von geringer Phasengeschwindigkeit abgibt, die ihrerseits starke stoßfreie Dämpfung erfahren können; die Dämpfung erfolgt also sozusagen auf Umwegen. Es erhebt sich nun die Frage, ob bei den im Experiment vorliegenden hohen Elektronentemperaturen nicht auch direkte Landau-Dämpfung der eingekoppelten Welle die experimentellen Ergebnisse beschreiben könnte, wenn man nach /18/ Anteile des Wellenvektors $k_{||}$ in Richtung des axialen Magnetfeldes annimmt. Im folgenden sollen deshalb die in Abschnitt 2.3 besprochenen Gleichungen (2.17) und (2.18) für die experimentellen Parameter näher untersucht werden.

Die Beziehung (2.18) war unter der Voraussetzung einer Maxwellverteilung der Form

$$f_0 = \left(\frac{m}{2 \pi \kappa T} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{v_{\perp}^2 + v_{||}^2}{2 \kappa T} \cdot m \right) \quad (5.4)$$

für die Geschwindigkeitskomponente $v_{||}$ gefunden worden. Wenn man hierin für

$$v_{\perp}^2 = v_x^2 + v_y^2 = \frac{2}{3} v_{th}^2 \quad (5.5)$$

setzt, erhält man aus (20/)

$$D_i = -\pi \frac{\omega_p^2}{k^2} \frac{\partial f_0}{\partial v} \bigg|_{v = \frac{\omega_r}{k}} \quad (5.6)$$

die Gleichung (2.18) für den Imaginärteil des Dispersionskoeffizienten. Der in Gleichung (2.17) bestimmte Imaginärteil der Frequenz ω_i enthält außer D_i noch die Ableitung des Realteils D_r nach der Frequenz ω_r . Der Einfachheit halber und um den Anschluß an das vorliegende theoretische Modell des axial endlichen Plasmas zu gewinnen, muß hier ein aus den Fluidgleichungen bestimmter Dispersionsterm benutzt werden. Dieser Term muß die Lösung beschreiben, die unter den Voraussetzungen des hier beschriebenen Experimentes für das Auftreten von starken geometrischen Resonanzen nach den theoretischen Erwartungen verantwortlich ist; d.h. für die Dispersionsbeziehung $D_r = 0$ muß sich der mit N_2 bezeichnete Brechungsindex ergeben (Abbildung 5.10). Eine Untersuchung des wie in Abschnitt 2.2 gefundenen Dispersionsensors ergibt als den diese Lösung bestimmenden Term:

$$D_r = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_r^2} \left[1 + \frac{k_{\parallel}^2}{k_{\perp}^2} \frac{m_i}{m_e} \right] = 0 \quad (5.7)$$

Die Ableitung dieses Terms in Verbindung mit Gleichung (2.18) eingesetzt in Gleichung (2.17) ergibt für den Landau-Dämpfungs-Koeffizienten:

$$\omega_i = \omega_r \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{\omega_r}{k_{\parallel} \cdot v_{th}} \cdot \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 \cdot v_{th}} \cdot \exp \left[-\frac{\omega_r^2}{k_{\parallel}^2 \cdot v_{th}^2} \right] \frac{\omega_r^2}{\omega_{pi}^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{k_{\parallel}^2}{k_{\perp}^2} \frac{m_i}{m_e}} \quad (5.8)$$

Eine Abschätzung für die 1. Komponente des $k_{\parallel}$ - Spektrums ($k_{\parallel} = \pi/L$) ergibt für ω_i Werte von etwa 10^7 s^{-1} . Dabei sind für T_e und n_e die aus dem Experiment bestimmten Werte $\approx 10^6 \text{ K}$ und $\approx 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ eingesetzt worden. Die Temperatur ist eher zu gering angenommen

*

Im folgenden wird immer der Betrag von ω_i betrachtet.

worden. Eine kleine Erhöhung der Temperatur wird sofort stark steigende Landau-Dämpfungs-Frequenzen ergeben. In /18/ wird gezeigt, daß die Lage der Resonanzmaxima zwar im wesentlichen durch das Verhalten der Grundkomponente π/L bestimmt ist, daß aber andererseits der Absolutwert der Absorption sehr deutlich von den höheren Komponenten des $k_{\parallel}$ - Spektrums abhängt, und zwar im wesentlichen von den ersten sieben Komponenten. Eine Abschätzung von Gleichung (5.8) für die höheren Terme des Spektrums ergibt bereits beträchtlich erhöhte Absorptionskoeffizienten; so liegt ω_i für $k_{\parallel} = \frac{3}{L}\pi$ um mehr als den Faktor 10 über den für die Grundkomponente gefundenen Werten.

An dieser Stelle muß noch einmal auf die Ableitung von ω_i nach Abschnitt 2.3 eingegangen werden. Als Bedingung für die Möglichkeit der Taylor-Entwicklung war in Abschnitt 2.3 ω_i als klein gegen $\omega_r = 8.8 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ vorausgesetzt worden. Bei den gefundenen Ergebnissen ist dies für den Fall der Grundkomponente des Spektrums nur bedingt der Fall, während sich für die höheren Terme sogar Werte von $\omega_i > \omega_r$ ergeben. Zum anderen ist für D_r ein mit Hilfe der Fluidgleichungen entwickelter Dispersionsterm verwendet worden, während eigentlich die aus den kinetischen Gleichungen hergeleitete Dispersionsbeziehung benutzt werden müßte. Man muß also davon ausgehen, daß die ermittelten Absolutwerte nicht einfach als Dämpfungs-frequenzen übernommen werden können. Allerdings ist zu erwarten, daß die Größenordnung der gefundenen Absorptionsfrequenzen deutlich über der der normalen Stoßfrequenzen liegt und daß eine Tendenz zu starker Dämpfung links von $\omega_0/\omega = 1$ besteht, während auf der rechten Seite Landau-Dämpfung für die betrachtete Mode nicht mehr vorhanden ist.

In der Abbildung 5.11 ist im Vergleich mit der Messung, die schon in den Abbildungen 5.6 bis 5.9 gezeigt wurde, das Verhalten des Plasmaleitwertes dargestellt, der sich unter der Annahme einer effektiven Stoßfrequenz von $5 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ ergibt, wenn man das Modell des kalten Plasmas mit endlicher axialer Ausdehnung zu Grunde legt. In der gewählten linearen Auftragung der Absolutwerte wird deutlich, daß die Abweichungen der beiden Ergebnisse voneinander im wesentlichen kleiner als ein Faktor 2 sind. Effektive Stoßfrequenzen der genannten Größenordnung sind also durchaus geeignet, die theoretisch erwarteten Werte in befriedigende Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen zu bringen.

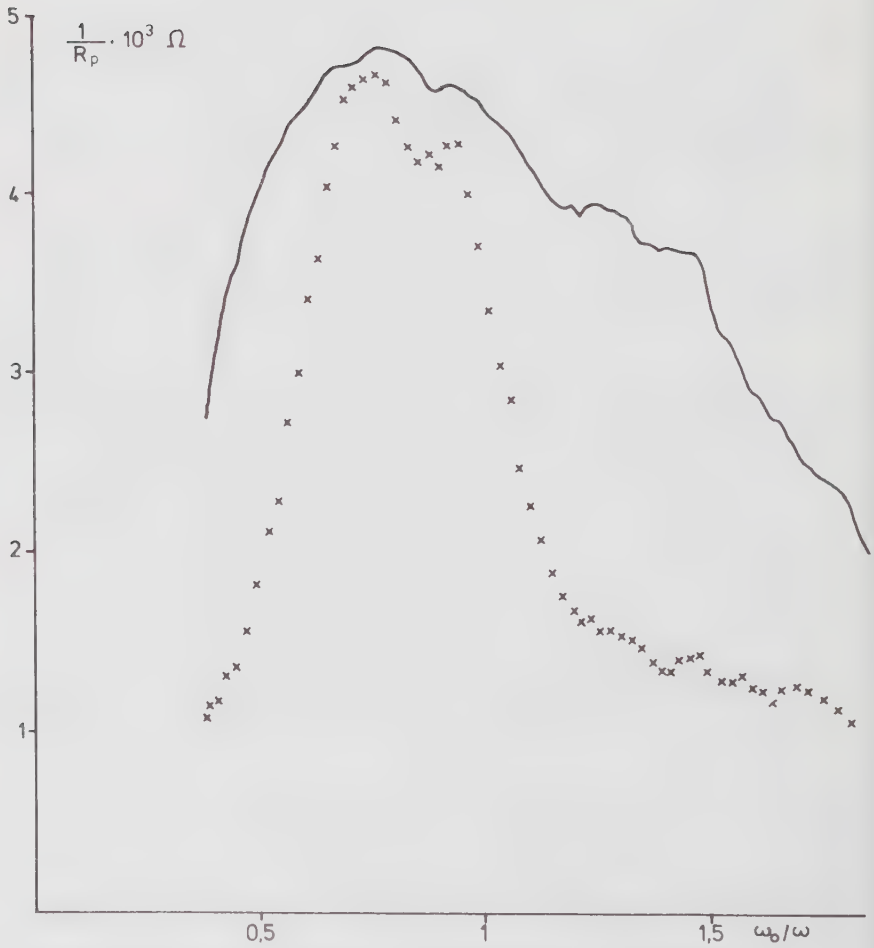


Abb. 5.11 : $1/R_p = f(\omega_0/\omega)$; x Meßpunkte, — Theorie:

$$T_e = T_i = 0, L = 40 \text{ cm}, \gamma_{\text{eff}} = 5 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$$

Bessere Übereinstimmung läßt sich erwarten, wenn auch der Einfluß der zweiten Mode Berücksichtigung finden würde. Dies scheint unter den gegebenen Bedingungen nicht praktikabel, zumal eine quantitative Abschätzung der Variation des Landaudämpfungskoeffizienten für die in Abschnitt 2.3 beschriebene Ableitung bei Verletzung der Bedingung $\omega_i \ll \omega_r$ sicherlich fragwürdig ist. Allerdings kann erwartet werden, daß für Werte größer als $\omega_o/\omega = 1$ mit vermindertem Einfluß von Landaudämpfung zu rechnen ist, wenn man die Bedingungen des Experimentes betrachtet. Die in Abschnitt 5.2 diskutierte Annahme einer verkürzten effektiven Plasmalänge, die den Einfluß von axialen Dichtegradienten berücksichtigen würde, sollte eine weitere Verbesserung der Übereinstimmung erwarten lassen, wie numerische Untersuchungen zeigen. Auf eine Berücksichtigung dieses Effektes soll hier verzichtet werden, da eine quantitative Behandlung unter den gegebenen Randbedingungen der Theorie nicht möglich erscheint.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die zwischen den theoretischen Erwartungen und den experimentellen Ergebnissen auftretenden Unterschiede qualitativ recht gut durch die Annahme normaler Landau-Dämpfung der eingekoppelten elektromagnetischen Welle erklärt werden können, wenn man nach /18/ das Auftreten eines $k_{||}$ -Spektrums annimmt.

Die noch vorhandenen geringen Differenzen zwischen den benötigten effektiven Stoßfrequenzen und dem Landau-Dämpfungs-Koeffizienten können einerseits damit erklärt werden, daß die Angabe der Elektronentemperatur eine Abschätzung nach unten ist; darüber hinaus ist bei einem Experiment dieser Art (Elektronenzyklotronresonanzheizung) das Auftreten einer verstärkten hochenergetischen Komponente in der Elektronen-Verteilungsfunktion nicht auszuschließen. Beides würde zu verstärkter Landau-Dämpfung führen. So sind also Absorptionskoeffizienten der benötigten Größenordnung bei Annahme von Landau-Dämpfung durchaus erklärbar.

Demgegenüber sollte der Effekt indirekter Landau-Dämpfung über die Einkopplung von Wellenenergie in niederfrequente Dichtefluktuationsen von geringer Bedeutung sein, zumal das Auftreten der benötigten, äußerst kleinen Wellenlängen dieser Fluktuationsen bisher nicht be-

obachtet werden konnte und außerdem unwahrscheinlich ist. Auch eine Berücksichtigung des Randwertproblems und des Einflusses beider Moden läßt für diesen Effekt keine Änderung des Absorptionsverhaltens erwarten. Den eventuellen Einfluß von Wellentransformation braucht man bei der offensichtlichen Effektivität direkter Landau-Dämpfung unter den Bedingungen des Experimentes nicht näher zu diskutieren, während normale (schwellenabhängige) parametrische Vorgänge bei den bisher vorgestellten Ergebnissen von vornherein auszuschließen waren.

5.4 Einfluß der angebotenen Leistung

Die bisher vorgestellten Ergebnisse des Experimentes waren - teilweise bei Variation einzelner Plasmaparameter (Neutralgasdruck, statisches Magnetfeld) - für im wesentlichen konstante angebotene Wellenenergie gewonnen worden. Diese Oszillationsenergie war ausreichend klein gewählt worden, um lineare Bedingungen zu gewährleisten. Bei den im folgenden beschriebenen Messungen dagegen ist gerade der Einfluß variabler Senderleistung auf den Plasmaleitwert untersucht worden; dabei bewegte sich die angebotene Blindleistung zunächst im bisher benutzten Bereich (7.5 mW) mit kleinsten Werten von 0.25 mW und einer Steigerung bis auf den 100-fachen Wert (25 mW); danach werden Messungen vorgestellt, bei denen die Senderleistung weiter erhöht wurde (2 bis 200 W) und damit ein Gebiet erreicht wurde, in dem durchaus schon mit dem Auftreten parametrischer und nichtlinearer Effekte zu rechnen ist. Die wichtigsten Parameter des Plasmas sind, wie im Großteil der bisher beschriebenen Messungen, $T_e \approx 10^6$ K, $n_e \approx 3 \cdot 10^{11}$ cm⁻³, $p = 8 \cdot 10^{-5}$ Torr bei einer Senderfrequenz von 14 MHz.

In der Abbildung 5.12 ist der reziproke Plasmawiderstand in Abhängigkeit von ω_o/ω für vier verschiedene Blindleistungen von 0.25 mW bis etwa 25 mW dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, daß in diesem Bereich das Resonanzverhalten des Plasmas völlig unab-

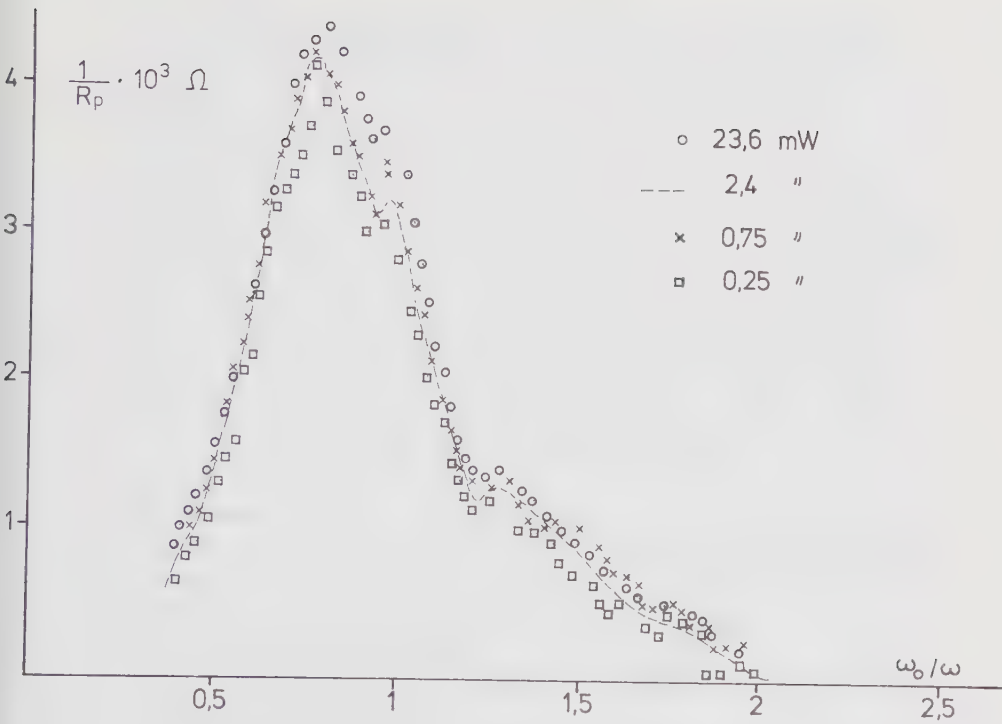


Abb. 5.12 : $1/R_p = f(\omega_0/\omega)$

hängig von der angebotenen Blindleistung ist; die sichtbaren geringfügigen Unterschiede im Verlauf der einzelnen Plasmaleitwerte sind unsystematisch und im Rahmen der Meßgenauigkeit zu vernachlässigen. Auch das in Abbildung 5.1 dargestellte Meßergebnis bei einer Blindleistung von etwa 7.5 mW paßt sowohl von den Absolutwerten als auch vom Verlauf der Kurve her sehr gut zu den in Abbildung 5.12 festgehaltenen Ergebnissen. Die gleichzeitig ermittelten Werte der Elektronendichte bzw. des Imaginärteils des Plasmaleitwertes $1/\chi_p$ zeigen ebenfalls ein einheitliches Verhalten, das dem der Abbildungen 4.2 bzw. 5.2 entspricht.

Zu beachten ist, daß sich der Verlauf des Plasmaleitwertes in diesem Leistungsbereich für alle angebotenen Blindleistungen praktisch durch eine Kurve darstellen, läßt, die etwa den in Abbildung 5.12 gestrichelt dargestellten Verlauf hat. Dies bedeutet jedoch natürlich nicht, daß die vom Plasma tatsächlich aufgenommene Wirkleistung ebenfalls für alle Blindleistungen gleich wäre; vielmehr steigt diese Wirkleistung entsprechend der Beziehung $P = U^2/R_p$ proportional zum Quadrat der an der Spule abfallenden Spannung an. Es zeigt sich, daß in diesem Leistungsbereich die eingekoppelte Wirkleistung etwa 5 % der angebotenen Blindleistung beträgt. Dies entspricht also Wirkleistungen von ungefähr 12.5 μ W bis 1.25 mW. Über diesen sehr weiten Bereich erweist sich die eingekoppelte Leistung also als proportional zur angebotenen Leistung und zwar im gesamten von der Messung erfaßten Magnetfeldgebiet.

Dieses soeben beschriebene Verhalten ändert sich erst, wenn der betrachtete Leistungsbereich zu höheren Blindleistungen hin erweitert wird. Ein Beispiel zeigt die Abbildung 5.13, in der der Resonanzverlauf für verschiedene Blindleistungen von 2.5 Watt bis 200 Watt dargestellt wird. Hier ergibt sich - anfangend bei 2.5 Watt - ein deutlicher Abfall des Plasmaleitwertes für erhöhte Senderleistung; diese Abhängigkeit findet sich nur im eigentlichen Resonanzgebiet, während in den Flügeln der Resonanz der Leitwert wieder unabhängig von der Blindleistung wird. Das Maximum des reziproken Plasmawiderstandes schließt sich bei der kleinsten angebotenen Senderleistung von 2.5 W recht gut an die im Milliwattbereich gefundenen Ergebnisse an, sinkt aber dann bis auf etwa 1/3 dieses Wertes für eine Blindleistung von 200 Watt ab. Dieses Absinken ist, wie unten gezeigt wird, nicht nur durch den Einfluß gleichzeitig sinkender Elektronendichte zu erklären.

Aus dem Verhalten des Plasmaleitwertes wird klar, daß der Betrag der Wirkleistung nicht mehr proportional zur Senderleistung ansteigt, sondern sich ein schwächerer Zusammenhang ergibt. Während im Bereich kleiner angebotener Leistungen immer eine konstante Maximalleistung von etwa 5 % der Blindleistung wirklich in das Plasma eingekoppelt wurde, ergibt sich im jetzt betrachteten Leistungsgebiet die in Abbildung 5.14 dargestellte Abhängigkeit

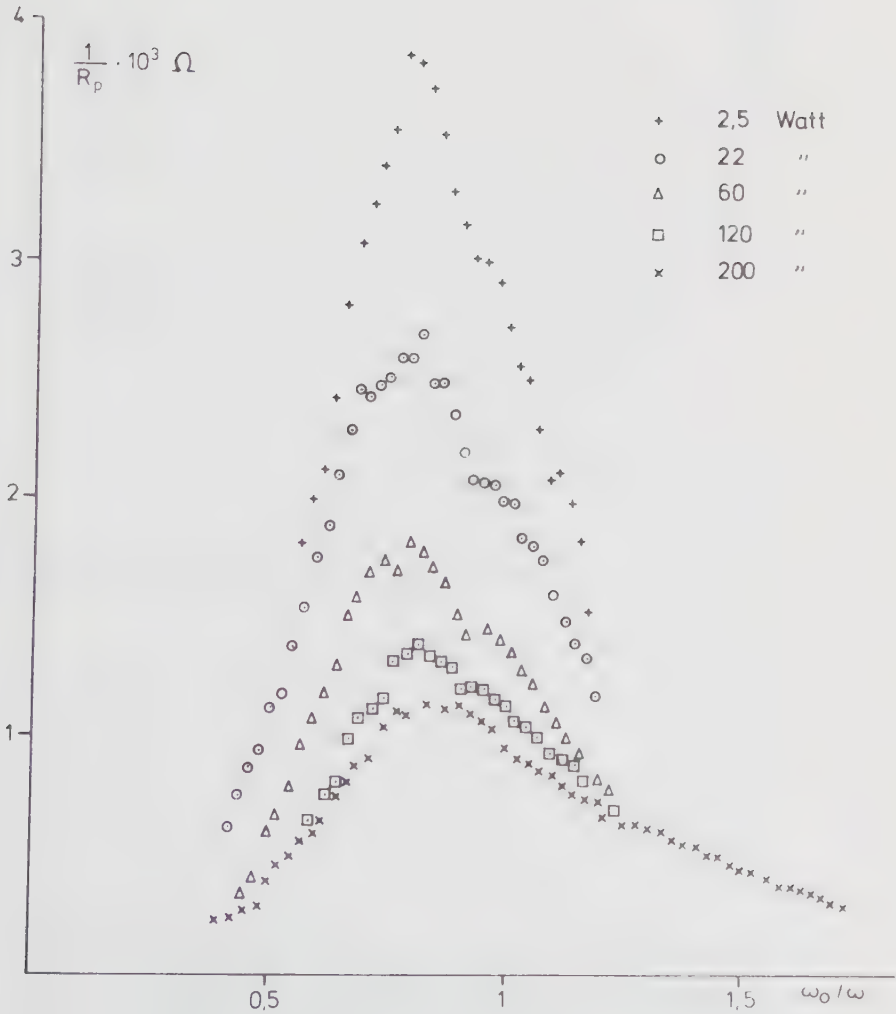


Abb. 5.13 : $1/R_p = f(\omega_0/\omega)$

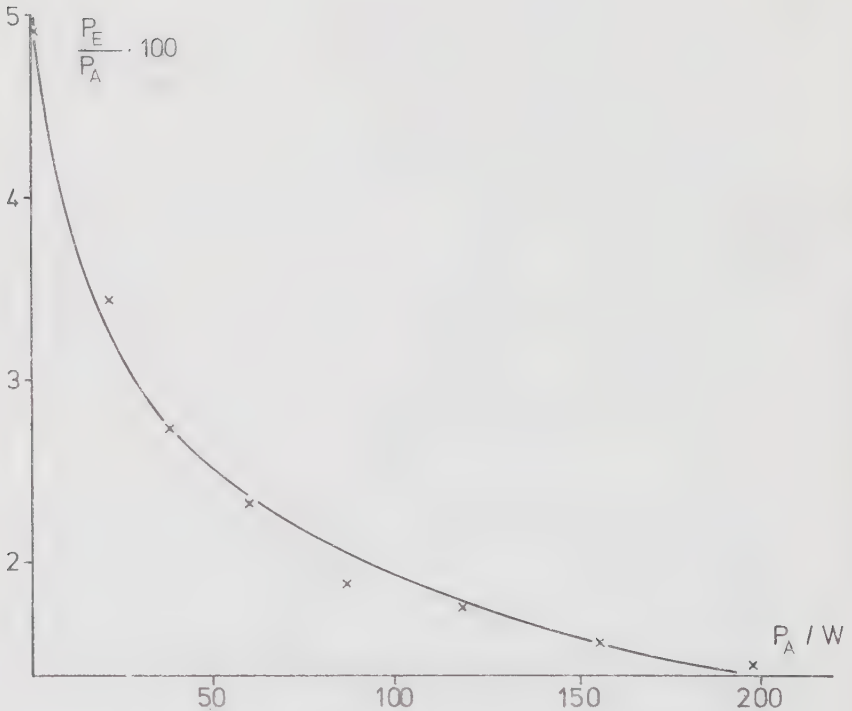


Abb. 5.14 : $\frac{P_E}{P_A} \cdot 100 = f(P_A)$

der prozentual eingekoppelten Wirkleistung von der angebotenen Senderleistung: es zeigt sich ein gleichmäßiges Absinken von etwa 5 auf ungefähr 1.5 % der Blindleistung. Demgegenüber stieg der Absolutwert der absorbierten Wirkleistung von ungefähr 0.1 W bis fast 3 W an; dabei wurde jeweils der Maximalwert bei $\omega^0/\omega \approx 0.8$ betrachtet.

Diese eingekoppelten Wirkleistungen von weniger als 5 W erscheinen als zu gering um zu einer merklichen Erhöhung der Elektronentemperatur und damit - wegen der starken Temperaturabhängigkeit des Exponentialfaktors in Gleichung (5.8) - zu weiterer Verstärkung von Landau-Dämpfung zu führen; dies macht ein Vergleich mit der aufgrund der Mikrowellenabsorption eingekoppelten Leistung von mehr als 500 Watt augenscheinlich. Dagegen ist in diesem Bereich durchaus schon mit dem Auftreten parametrischer und nichtlinearer Effekte und der damit oft verbundenen Ausbildung und Verstärkung von Instabilitäten zu rechnen /z.B. 32, 33, 39/, deren Einfluß durch eine Erhöhung der effektiven Stoßfrequenz beschrieben werden kann. Computersimulationen zeigen, daß die z.B. in /32, 33/ behandelten Instabilitäten nicht unbegrenzt anwachsen können; es stellt sich vielmehr eine Sättigung ein, weil durch die Erhöhung der effektiven Stoßfrequenz, die proportional zur Schwellenergie ist, gleichzeitig die zu überschreitende Schwelle angehoben wird; das Plasma stellt sich auf "marginale Stabilität" ein /40/. Für dieses Verhalten des Plasmas spricht auch das in Abbildung 5.14 zu beobachtende gleichmäßige, durch eine glatte Kurve darstellbare Absinken der prozentual eingekoppelten Leistung, was auf einen in gleicher Weise ansteigenden anomalen Absorptionskoeffizienten schließen läßt.

Hand in Hand mit verstärkter Dämpfung der Resonanzmaxima könnte bei der Anregung von Instabilitäten eine Erhöhung von Teilchenverlusten gehen. Dies wird im behandelten Leistungsbereich in der Tat beobachtet, wie die Abbildung 5.15 zeigt. Man sieht, daß - ebenso wie beim Plasmaleitwert - die Elektronendichte mit steigender Blindleistung sinkt und daß diese Abnahme vornehmlich im Resonanzbereich zu beobachten ist. Insgesamt wird eine Verringerung der Maximaldichte von etwa $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ auf $1.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ gemessen.

Es erhob sich natürlich sofort die Frage, ob der Abfall des reziproken Plasmawiderstandes einfach nur durch das Sinken der Elektronendichte erklärbar ist. In /41/ wird für ein einfacheres theoretisches Modell gezeigt, daß die Abhängigkeit des Plasmaleitwertes je nach den Bedingungen des Experiments zwischen den beiden Grenzen

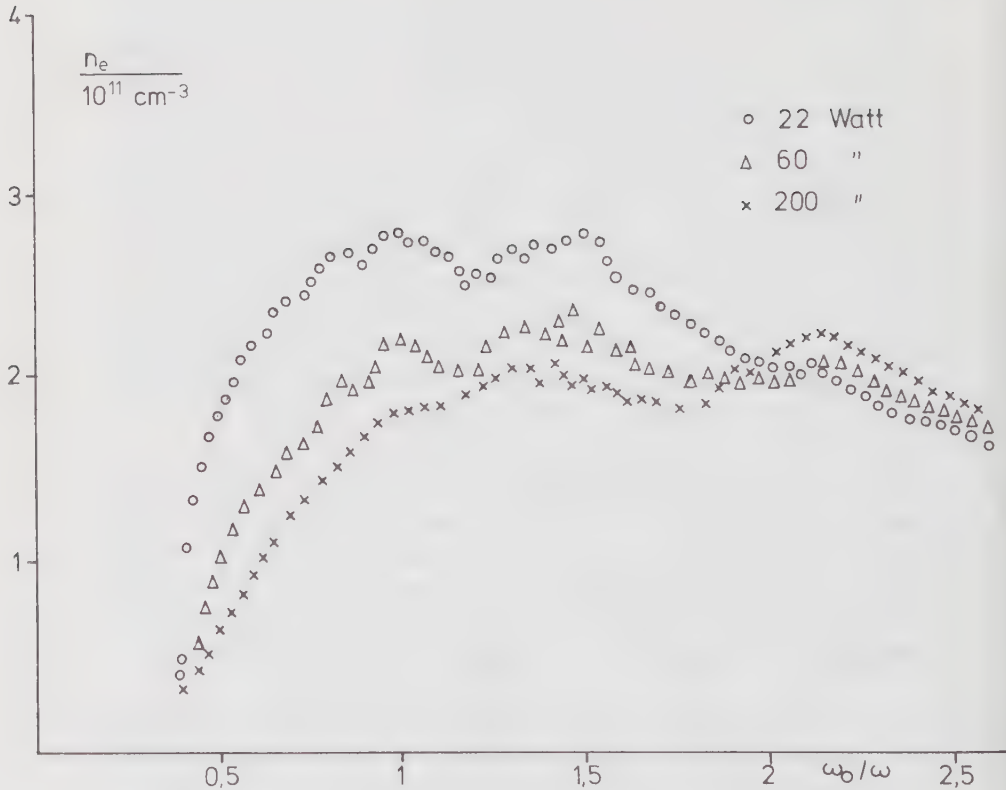


Abb. 5.15 : $n_e = f(\omega_0 / \omega)$

$1/R_p \sim n_e$ und $1/R_p \sim \sqrt{n_e}$ liegt. Frühere Messungen bei variabler Mikrowellenheizleistung und numerische Untersuchungen zeigen, daß diese Proportionalität für das beschriebene Experiment $1/R_p \sim n_e$ ist. In der Abbildung 5.16 ist die Abhängigkeit des reziproken Plasmawiderstandes von der angebotenen Leistung aufgezeigt; und zwar wurde jeweils der Wert im Resonanzmaximum genommen. Die

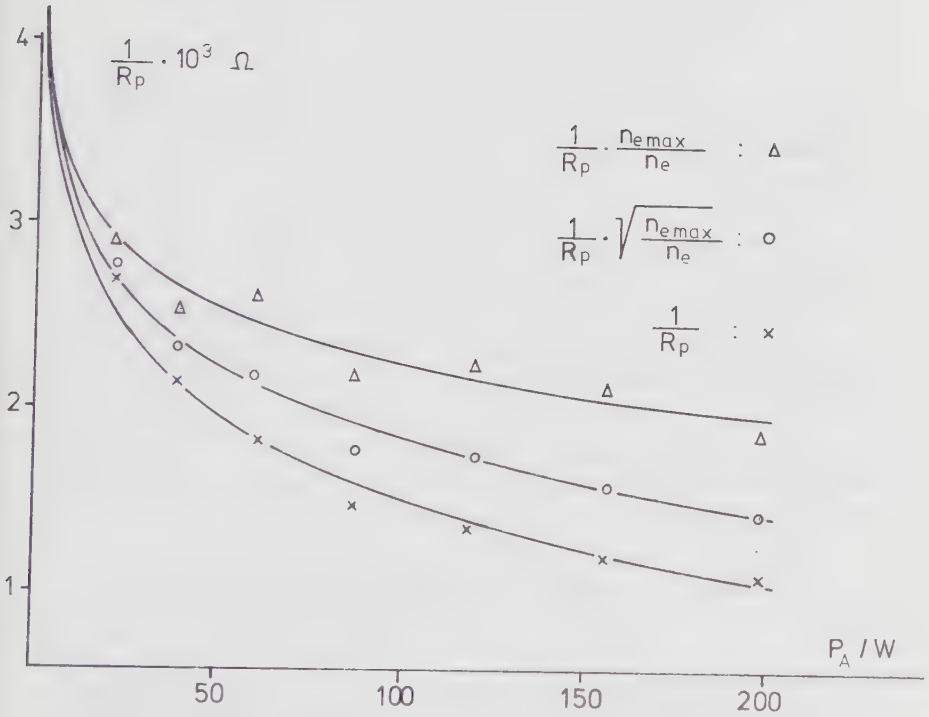


Abb. 5.16 : $1/R_p = f(P_A)$

untere Kurve zeigt den Verlauf der gemessenen Leitwerte. Die beiden oberen Kurven erhält man, wenn man die Abhängigkeit der Plasma-widerstände von der unterschiedlichen Elektronendichte berücksichtigt; für die obere Kurve ist eine Proportionalität zu n_e , für die untere zu $\sqrt{n_e}$ angenommen worden, wobei als Bezugsdichte die höchste Dichte bei einer angebotenen Blindleistung von 2.5 W gewählt wurde. Der

für die Bedingungen des Experimentes normierte Verlauf des Plasmaleitwertes entspricht somit der obersten Kurve. Es wird also auch unter Berücksichtigung sinkender Elektronendichte eine merkliche Absenkung des Leitwertes in Abhängigkeit von steigender Blindleistung beobachtet.

Die in Abbildung 5.15 sichtbare Abnahme der Teilchendichte setzt sich übrigens auch bei weiterer Erhöhung der angebotenen Senderleistung fort. Schon Blindleistungen von etwa 400 Watt führten zu einer so starken Erniedrigung der Plasmadichte, daß die absorbierte Mikrowellenenergie nicht mehr ausreichte, die wachsenden Verluste zu ersetzen: das Plasma wurde sichtbar instabil und erlosch. Der durch die eingekoppelte Radiowellenenergie entstehende Ionisationsgewinn ist offensichtlich unter den Bedingungen des Experimentes - kleiner Neutralgasdruck von etwa $8 \cdot 10^{-5}$ Torr - zu vernachlässigen. Hierauf wird näher in /19/ eingegangen, wo gezeigt wird, daß bei leicht erhöhtem Druck verstärkte Ionisation durch die Radiowelle erfolgt und schließlich sogar mit wachsender Absorption von Wellenenergie gerechnet werden muß.

Die Untersuchung der Abhängigkeit des Plasmaleitwertes von der angebotenen Blindleistung hat insgesamt gezeigt, daß zunächst konstante prozentual eingekoppelte Wirkleistung beobachtet wird. Bei Überschreiten einer Schwelle, die in der Gegend von etwa 0.1 W liegt, tritt jedoch ein deutliches Absinken des Plasmaleitwertes (damit der prozentual eingekoppelten Leistung) zusammen mit einer Verminderung der Elektronendichte auf. Dies Verhalten kann gut mit der Anregung wachsender Instabilitäten durch die eingekoppelten Radiowellen erklärt werden, da dies sowohl zu anomaler Absorption von Wellenenergie als auch zu verstärkten Teilchenverlusten führen kann.

6. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die Einkopplung von Radiowellen in der Umgebung der unteren Hybrid-Resonanzfrequenz in ein Plasma erhöhter Elektronentemperatur und kleiner Teilchenstoßfrequenzen untersucht. Erstmals konnte experimentell nachgewiesen werden, daß auch unter diesen Bedingungen ausgeprägtes Resonanzverhalten zu beobachten ist, wie es bereits für den Fall niedrigerer Temperaturen und deutlich höherer Stoßfrequenzen als gesichert angesehen werden konnte.

Maximale Absorption von Wellenenergie wurde bei Frequenzen gefunden, die größer als die untere Hybrid-Resonanzfrequenz sind. Diese Verschiebung zu Werten kleiner als $\omega_0/\omega = 1$ läßt sich durch die Annahme eines axial endlichen Plasmas theoretisch verstehen; die gleiche Tendenz erhält man bei Berücksichtigung von axialen Gradienten (insbesondere der Dichte, aber auch des Magnetfeldes). Beide Annahmen führen zu einer teilweisen Wellenfortpflanzung in Richtung des axialen Magnetfeldes. Die beim Vergleich der theoretischen Vorhersagen mit den experimentellen Ergebnissen auftretenden großen Unterschiede in den Absolutwerten der Resonanzmaxima konnten gut durch das Auftreten anomaler Dämpfung und daraus folgendender hoher effektiver Stoßfrequenzen erklärt werden.

Die am Experiment gemessenen hohen Elektronentemperaturen legten es nahe, den Einfluß von Landau-Dämpfung zu untersuchen, die in magnetisierten Plasmen bei Ausbreitung von Wellen in Richtung des Magnetfeldes auftritt. Abschätzungen unter vereinfachenden Voraussetzungen zeigen, daß sich unter den Bedingungen des Experimentes Landau-Dämpfungs-Koeffizienten finden lassen, die in der Größenordnung der erwähnten effektiven Stoßfrequenzen liegen.

Während sich bei Messungen im Bereich kleiner Blindleistungen (etwa 25 mW) keine Änderung des Resonanzverhaltens zeigte, wurde bei weiterer Erhöhung der Senderleistung verminderte Absorptionsmöglichkeit beobachtet. Für Blindleistungen, die eingekoppelten Wirkleistungen von etwas mehr als 0.1 W entsprachen, wurde ein kontinuierliches Absinken des Plasmaleitwertes zusammen mit einer Verminderung der Elek-

tronendichte gemessen. Beides kann durch die Anregung und Verstärkung von Instabilitäten infolge parametrischer und nichtlinearer Effekte erklärt werden, zumal Schwellwerte von etwa 0.1 W für die eingekoppelte Wirkleistung schon beobachtet wurden.

Um die beschriebenen Effekte weiter studieren zu können, bietet es sich an, den Meßbereich des Experimentes zu kleineren Neutralgasdrücken hin zu erweitern, wobei allerdings die Einkopplung der Mikrowellenenergie entscheidend verbessert werden muß. Es sollten sich dann Plasmen mit weiter erhöhter Elektronentemperatur erzeugen lassen, was die Bestimmung der Landau-Dämpfungs-Koeffizienten unter allgemeineren Voraussetzungen nötig macht. In diesem Zusammenhang sollte auch eine Untersuchung der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen vorgenommen werden, um Erkenntnisse über das eventuelle Auftreten eines hochenergetischen Anteils zu gewinnen.

7. Literaturangaben

- / 1/ D.A. Frank-Kamenetzki; Vorlesungen über Plasmaphysik; Berlin 1967
- / 2/ K. Körper; Z. Naturforsch., 12.a, 815 (1957)
- / 3/ C.O. Hines; J. Atmospheric and Terrestrial Phys., 11, 36 (1957)
- / 4/ P.L. Auer, H. Hurwitz, R.D. Miller; Phys. Fluids, 1, 501 (1958)
- / 5/ H. Schlüter; Z. Naturforsch., 15 a, 281 (1960)
- / 6/ S.J. Buchsbaum; Phys. Fluids, 3, 418 (1960)
- / 7/ E. Reshotko; Nasa TN D - 1875 (1963)
- / 8/ M. Krämer; Dissertation, Universität Bochum (1974)
- / 9/ B. Lammers; Dissertation, Universität Bochum (1974)
- / 10/ O. Vogel; Dissertation, Universität Bochum (1975)
- / 11/ R. Babu, H. Schlüter; Z. Naturforsch., 26 a, 856 (1971)
- / 12/ R. Babu, B. Lammers, H. Schlüter; Z. Naturforsch., 27 a, 930 (1972)
- / 13/ T.H. Stix; The Theory of Plasma Waves; New York 1962
- / 14/ P.E. Vandenplas, A.M. Messiaen, J.L. Monfort, J.J. Papier; Plasma Phys., 12, 391 (1970)
- / 15/ V.D. Demidov, D.A. Frank-Kamenetzki, V.L. Yakimenko; Sov. Phys.-Tech. Phys., 7, 875 (1963)
- / 16/ M.E. Oakes, H. Schlüter; Ann. Phys. (N.Y.), 35, 396 (1965)
- / 17/ G. Glomski, B. Heinrich, H. Schlüter; Phys. Letters, 47 A, 25 (1974)
- / 18/ C.R. Skipping, M.E. Oakes, H. Schlüter; Phys. Fluids, 12, 1886 (1969)
- / 19/ G. Glomski; Dissertation, Universität Bochum, in Vorbereitung
- / 20/ N.A. Krall, A.W. Trivelpiece; Principles of Plasma Physics; New York 1973
- / 21/ J.L. Shohet; The Plasma State; New York 1971
- / 22/ F.F. Chen; Introduction to Plasma Physics; New York 1974
- / 23/ K. Körper; Z. Naturforsch., 15 a, 220, 226, 235 (1960)

- /24/ M. Porkolab; private Mitteilung, vor der Veröffentlichung
- /25/ F. Kohlrausch; Praktische Physik II; Stuttgart 1956
- /26/ V.N. Budnikov, N.I. Vinogradov, V.E. Golant, A.A. Obukhov;
Sov. Phys.-Tech. Phys., 12, 610 (1967)
- /27/ G.L. Ragan; Microwave Transmission Circuits; Lexington 1964
- /28/ M.A. Heald, C.B. Wharton; Plasma Diagnostics with Microwaves,
New York 1965
- /29/ S.C. Brown; Basic Data of Plasma Physics; Cambridge 1966
- /30/ L. Spitzer, Jr.; Physics of Fully Ionized Gases; New York 1967
- /31/ W.P. Allis, S.J. Buchbaum, A. Bers; Waves in Anisotropic Plasmas;
Cambridge 1963
- /32/ W.M. Hooke, S. Bernabei; Princeton-Bericht (1973)
- /33/ T.K. Chu, S. Bernabei, R.W. Motley; Phys. Rev. Lett., 31, 211 (1973)
- /34/ V.V. Pustovalov, A.B. Romanov; Sov. Phys.-Tech. Phys. 17, 315 (1973)
- /35/ T.H. Stix; Phys. Rev. Lett., 15, 878 (1969)
- /36/ V.E. Golant; Sov. Phys.-Tech. Phys., 16, 1980 (1972)
- /37/ Y. Satya, A. Sen, P. Kaw; Nucl. Fus., 14, 19 (1974)
- /38/ V.N. Budnikov, N.I. Vinogradov, V.E. Golant; Sov. Phys.-Tech.
Phys., 12, 617 (1967)
- /39/ A.K. Sundaram, P.K. Kaw, Nucl. Fus., 13, 901 (1973)
- /40/ J.M. Kindel, H. Okuda, J.M. Dawson; Phys. Rev. Letters, 29, 995
(1972)
- /41/ H. Schlüter, C.J. Ransom; Ann. Phys., 32, 360 (1965)

Lebenslauf

Am 1. Mai 1943 wurde ich als Sohn des Polizeibeamten Gerd Heinrich und seiner Frau Helene, geb. Bechert in Berlin geboren.

Nach dem Besuch der Volksschule in Dortmund-Höchst (1949 bis 1953) wechselte ich zum Staatlichen altsprachlichen Gymnasium in Dortmund, wo ich im Februar 1962 das Abitur bestand.

Nach zweijähriger Bundeswehrzeit begann ich im Sommersemester 1964 das Studium der Physik an der Universität Münster. Das Diplom-Vorexamen bestand ich im Juli 1967 an der Universität Mainz, die Diplomprüfung im August 1970 an der Universität Bochum.

Von September 1970 bis März 1972 war ich als Verwalter einer Assistentenstelle, seit dieser Zeit als Wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl II des Instituts für Experimentalphysik in Bochum tätig.

